MINISTERUL EDUCAȚIEI ȘI ÎNVĂȚĂMÎNTULUI

FIZICĂ

Manual pentru clasa a XII-a

EDITURA DIDACTICĂ ȘI PEDAGOGICĂ
BUCUREȘTI, 1986

FIZICA

XII

Cumpărat pt Dorin 17.IX.86

MINISTERUL EDUCAȚIEI ȘI ÎNVĂȚĂMÎNTULUI

D. CIOBOTARU T. ANGELESCU I. MUNTEANU
M. MELNIC M. GALL

XII FIZICĂ

Manual pentru clasa a XII-a

EDITURA DIDACTICĂ ȘI PEDAGOGICĂ
BUCUREȘTI

Manualul a fost elaborat pe baza programei aprobate de M.E.Î. cu nr. 3446/1981 și avizat de Comisia de Fizică.

Referenți: Prof. univ. dr. **G. Moisil**

Colectivul catedrei de fizică a Liceului de matematică-fizică nr. 3 — București

Redactor: prof. **Ileana Bârsan**
Tehnoredactor: **Ana Țimpău**
Coperta: **N. Sîrbu**
Desene: **A. Danilov**

I. ELEMENTE DE FIZICĂ CUANTICĂ

1. FENOMENE FIZICE ÎN CARE SE MANIFESTĂ ASPECTUL CORPUSCULAR AL LUMINII

Lumina este o radiație electromagnetică ce posedă atît proprietăți ondulatorii cît și proprietăți corpusculare.

Aspectul ondulatoriu al luminii se manifestă preponderent în fenomenele de interferență, difracție și polarizare, studiate în clasa a XI-a.

Fenomenele fizice în care se manifestă aspectul corpuscular al luminii sînt: efectul fotoelectric și efectul Compton.

1.1. EFECTUL FOTOELECTRIC EXTERN

1.1.1. Definiția și legile efectului fotoelectric extern

În 1887 H. Hertz a observat pentru prima dată că producerea scînteii electrice între două sfere de zinc este sensibil ușurată dacă una dintre sfere este iluminată cu radiații ultraviolete.

Un an mai tîrziu, în 1888, fizicianul englez W. Hallwachs constata că o placă de zinc (P), supusă acțiunii radiațiilor ultraviolete (fig. 1.1):

— se descarcă, dacă inițial era încărcată negativ;

— se încarcă pozitiv, dacă inițial era neutră;

— rămîne încărcată pozitiv, dacă inițial era încărcată tot pozitiv, dar foița electroscopului deviază mai mult.

Din acest experiment W. Hallwachs a tras concluzia că sub acțiunea radiațiilor ultraviolete placa de zinc emite particule încărcate cu sarcină electrică negativă, particule numite ulterior electroni.

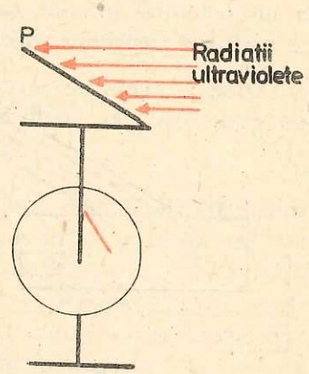


Fig. 1.1. Punerea în evidență a efectului fotoelectric extern pe suprafața metalică P cu ajutorul electroscopului.

Emisia electronilor de către un corp aflat sub acțiunea radiațiilor electromagnetice se numește *efect fotoelectric extern* (cel intern va fi definit la capitolul III).

Studiul efectului fotoelectric extern poate fi realizat cu ajutorul dispozitivului experimental din figura 1.2. Într-un tub de sticlă vidat T, prevăzut cu o fereastră din cuarț Q, se află doi electrozi: catodul C și anodul A. Pentru iluminarea catodului cu radiații monocromatice, între fereastra de cuarț, transparentă pentru radiațiile ultraviolete și arcul electric se introduce un filtru F. Între catod și anod se aplică o tensiune electrică, măsurată de voltmetrul V, care poate fi modificată prin deplasarea cursorului reostatului R. Intensitatea curentului electric poate fi măsurată cu un galvanometru foarte sensibil G.

Menținînd constante frecvența și fluxul radiațiilor electromagnetice, intensitatea curentului variază cu tensiunea electrică aplicată între cei doi electrozi după cum arată caracteristica tensiune-curent din figura 1.3.

Din analiza acestei caracteristici deducem:

— Dacă tensiunea între electrozi este zero, curentul fotoelectric este diferit de zero. Aceasta arată că o parte din cei mai rapizi electroni reușesc să ajungă la celălalt electrod, fără nici o tensiune de accelerare a lor, determinînd curentul I_0.

— Dacă între electrozi se aplică o tensiune electrică astfel încît anodul A să aibă un potențial superior catodului C, intensitatea curentului crește o dată cu tensiunea, deoarece cîmpul electric dintre electrozi, din ce în ce mai intens, antrenează spre anod un număr din ce în ce mai mare de electroni. Cînd toți electronii emiși în unitatea de timp sînt captați de anod se obține curentul de saturație I_s.

— Dacă se aplică o tensiune electrică astfel încît anodul A să se afle la un potențial inferior catodului C, intensitatea curentului scade o dată cu creșterea tensiunii, deoarece cîmpul electric frînează deplasarea electronilor spre celălalt electrod. Intensitatea curentului electric devine zero la o anumită tensiune electrică U_s, numită *tensiune de stopare*. Valoarea lui U_s reprezintă o măsură a energiei cinetice maxime a electronilor deoarece între energia cinetică maximă și tensiunea de stopare există relația:

$$E_{c\,max} = eU_s, \qquad (1.1)$$

dedusă pe baza teoremei variației energiei cinetice. În această relație e este sarcina electronului.

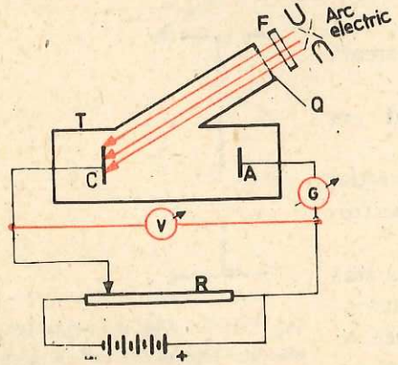


Fig. 1.2. Schemă pentru studiul experimental al efectului fotoelectric.

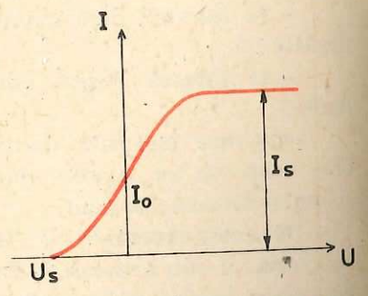


Fig. 1.3. Caracteristica tensiune-curent a efectului fotoelectric.

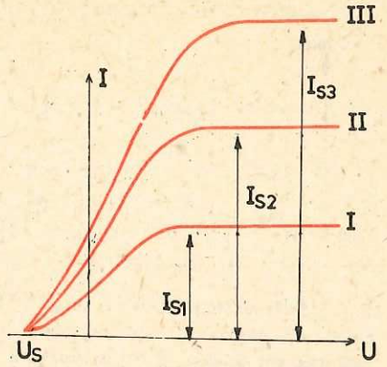


Fig. 1.4. Ilustrarea primei legi a efectului fotoelectric: dacă $\Phi_2 = 2\Phi_1$, $\Phi_3 = 3\Phi_1$, atunci $I_{s2} = 2I_{s1}$, $I_{s3} = 3I_{s1}$.

Pentru a studia influența fluxului radiațiilor electromagnetice asupra intensității curentului electric se folosește același dispozitiv experimental din figura 1.2. Se trimite pe catod un fascicul de radiații electromagnetice de flux constant și egal cu Φ_1, apoi se construiește caracteristica curent-tensiune (curba I figura 1.4). Se repetă experimentul, cu același catod, pentru fluxurile Φ_2 și Φ_3 ale radiațiilor electromagnetice de aceeași frecvență și se obțin curbele II și III pentru caracteristica curent-tensiune (fig. 1.4). Se obține astfel o familie de caracteristici curent-tensiune pentru fluxuri diferite ale radiațiilor electromagnetice de aceeași frecvență. Din analiza acestei familii de caracteristici, rezultă că tensiunea de stopare este aceeași, iar intensitatea curentului de saturație s-a dublat, respectiv s-a triplat, dacă fluxul radiațiilor a crescut de două ori, respectiv de trei ori.

Așadar, **prima lege a efectului fotoelectric** se poate enunța astfel:

Intensitatea curentului fotoelectric de saturație este direct proporțională cu fluxul radiațiilor electromagnetice incidente, cînd frecvența este constantă.

Dacă se modifică frecvența radiațiilor incidente, schimbînd filtrul dinaintea ferestrei și se măsoară, pentru fiecare frecvență, tensiunea de stopare U_s se găsește că energia cinetică maximă $E_{c\,max}$, calculată cu (1.1), pentru orice valoare a fluxului incident crește cu creșterea frecvenței, după o dreaptă (fig. 1.5). Repetînd experimentul pentru catozi din materiale diferite se obține o familie de drepte paralele, ca în figura 1.6.

A doua lege a efectului fotoelectric se enunță astfel:

Energia cinetică a fotoelectronilor emiși crește liniar cu frecvența radiațiilor electromagnetice și nu depinde de fluxul acestora.

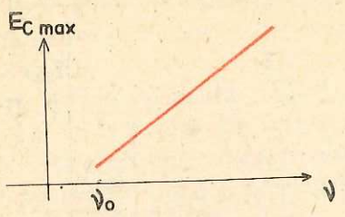


Fig. 1.5. Dependența liniară a energiei cinetice a electronilor de frecvența radiației incidente; ν_0 este pragul fotoelectric.

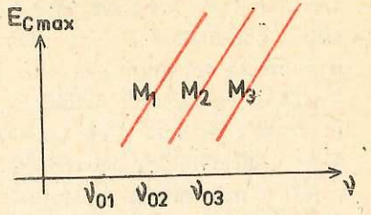


Fig. 1.6. Dependența liniară a energiei cinetice a electronilor de frecvența radiațiilor incidente pentru catozi din materiale diferite; frecvențele de prag sînt ν_{01}, ν_{02}, ν_{03}, pentru materialele M_1, M_2 și M_3.

Analizînd graficele din figura 1.5 și figura 1.6 se observă că efectul fotoelectric se produce numai dacă frecvența radiației incidente este mai mare sau cel puțin egală cu ν_0 și că frecvența minimă pentru producerea efectului fotoelectric are valori diferite pentru materiale diferite ale catozilor.

Legea a treia a efectului fotoelectric se enunță astfel:

Efectul fotoelectric extern se poate produce numai dacă frecvența radiației incidente este mai mare sau cel puțin egală cu o valoare minimă, specifică fiecărei substanțe.

Frecvența minimă la care se produce efectul fotoelectric se numește *frecvență de prag* sau *pragul roșu* al efectului fotoelectric.

Măsurîndu-se intervalul de timp care se scurge între momentul iluminării și momentul apariției curentului fotoelectric se găsește că acesta este neglijabil (intervalul de timp este mai mic decît 10^{-9} s). Rezultă **legea a patra a efectului fotoelectric:**

Efectul fotoelectric extern se produce practic instantaneu.

1.1.2. Cuante de energie. Fotoni

În 1900 M. Planck a făcut o ipoteză, revoluționară pentru acea vreme, asupra oscilatorilor microscopici care emit sau absorb radiații. Conform acestei ipoteze energia unui oscilator nu poate avea orice valoare, ci numai anumite valori discrete E_1, E_2, ... E_i ...

Energia unui oscilator poate să crească în cazul absorbției sau să scadă în cazul emisiei între două valori E_k și E_i numai cu cantitatea

$$\varepsilon = h\nu = E_k - E_i \qquad (1.2)$$

denumită cuantă de energie, unde ν este frecvența oscilatorului, iar

$$h = 6{,}626 \cdot 10^{-34}\ \text{J} \cdot \text{s}$$

este o constantă universală, denumită *constanta lui Planck*. Se spune că energia oscilatorului este cuantificată.

Ipoteza cuantificării energiei, fiind în contradicție cu concepțiile fizicii clasice, a declanșat începutul unei ere noi în fizică — fizica cuantică.

Așadar, radiațiile electromagnetice emise sau absorbite au o structură discontinuă, fiind formate din porții discrete de energie numite cuante de energie. Particula care posedă energia unei cuante, numită inițial particulă de lumină, a primit numele de *foton*.

În consecință, lumina o considerăm formată dintr-un ansamblu de fotoni, care au energia dată de relația (1.2).

În afară de energie, fotonul, ca orice particulă, are și impuls.

Din teoria relativității se cunoaște relația dintre energia totală și masă:

$$E = mc^2. \qquad (1.3)$$

Din ecuațiile (1.2) și (1.3) rezultă pentru masa fotonului expresia:

$$m = \frac{h\nu}{c^3}. \qquad (1.4)$$

Ținînd seamă de relația dintre masa de mișcare m și masa de repaus m_0,

$$m = \frac{m_0}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} \qquad (1.5)$$

și știind că fotonul, în vid, se deplasează cu viteza $v = c$, rezultă:

$$m_0 = m\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}} = m\sqrt{1 - \frac{c^2}{c^2}} = 0. \qquad (1.6)$$

Întrucît fotonul se deplasează cu viteza c față de orice referențial inerțial înseamnă că fotonul nu are un referențial propriu, deci noțiunea de masă de repaus a fotonului nu are sens. Formal, trebuie să rezulte conform relației (1.6), $m_0 = 0$.

Folosind expresiile (1.2) și (1.4) găsim și relația impulsului fotonului:

$$p = mc = \frac{h\nu}{c} = \frac{h}{\lambda}, \qquad (1.7)$$

unde $\lambda = c/\nu$ este lungimea de undă.

Sarcina electrică a fotonului este nulă.

Mărimile caracteristice fotonului sînt grupate în tabelul 1.1.

Tabelul 1.1

Mărimea caracteristică	Formula matematică
energia	$\varepsilon = h\nu$
masa de repaus	$m_0 = 0$
masa de mișcare	$m = \frac{h\nu}{c^2}$
viteza	$v = c$
impulsul	$p = \frac{h\nu}{c} = \frac{h}{\lambda}$
sarcina electrică	$q = 0$

1.1.3. Explicarea legilor efectului fotoelectric extern

Legile efectului fotoelectric extern, stabilite pe cale experimentală, n-au putut fi explicate cu ajutorul teoriei ondulatorii. Conform acestei teorii, cînd pe un corp cade o undă electromagnetică, ea produce oscilații forțate ale electronilor din corp cu o amplitudine proporțională cu amplitudinea undei incidente. Dacă forțele care mențin electronii în corp nu sînt prea mari, aceștia vor fi scoși în exterior cu o anumită energie, care ar trebui să depindă de amplitudinea undei incidente. În clasa a XI-a s-a arătat că pătratul amplitudinii undelor electromagnetice determină valoarea fluxului de energie radiantă al radiațiilor. Rezultă că între energia cinetică a electronului extras și fluxul radiațiilor incidente ar trebui să existe o relație de dependență, contrar legii a doua a efectului fotoelectric. Aceasta este prima neconcordanță dintre teoria ondulatorie și rezultatele experimentale.

În al doilea rînd, potrivit teoriei ondulatorii a luminii, ar trebui ca efectul fotoelectric extern să se producă pentru orice frecvență a radiațiilor incidente, cu condiția ca intensitatea acestora să fie suficient de mare, contrar legii a treia a efectului fotoelectric.

În al treilea rînd, ar trebui ca între momentul iluminării și momentul emisiei fotoelectronilor să existe un interval de timp care ar depinde de intensitatea radiațiilor incidente, contrar legii a patra a efectului fotoelectric.

În anul 1905, A. Einstein, pe baza concepției corpusculare (fotonice) pe care a formulat-o cu privire la structura luminii, consideră că în efectul fotoelectric un foton incident este absorbit de un electron din interiorul

corpului, căruia îi cedează întreaga lui energie. Aplicînd acestui proces legea conservării energiei, se obține:

$$\boxed{h\nu = L + \frac{m_e v^2}{2}} \qquad (1.8)$$

În relația (1.8), numită ecuația lui Einstein, am notat:

$h\nu$ — energia absorbită de electron de la foton;

$\frac{m_e v^2}{2}$ — energia cinetică a fotoelectronului extras;

L — lucrul mecanic de extracție care este lucrul mecanic necesar extragerii electronului din corp. Lucrul mecanic de extracție este caracteristic fiecărei substanțe.

Acum pot fi explicate legile efectului fotoelectric.

Creșterea fluxului radiațiilor monocromatice incidente are loc atunci cînd crește numărul fotonilor incidenți de egală energie. Mărirea numărului de fotoni conduce la creșterea numărului de electroni emiși și, implicit, la creșterea valorii de saturație a intensității curentului electric, așa cum arată legea întîi.

Din ecuația (1.8) obținem:

$$\frac{m_e v^2}{2} = h\nu - L. \qquad (1.9)$$

Ecuația (1.9) arată, ca și legea a doua, că energia cinetică a electronilor emiși de un corp variază liniar cu frecvența radiațiilor incidente.

Analizînd ecuația (1.9) se observă că pe măsură ce scade frecvența radiațiilor incidente scade și energia fotonilor incidenți, micșorîndu-se în același timp și energia cinetică a fotoelectronilor emiși. Pentru o anumită frecvență ν_0, numită frecvența de prag, energia fotoelectronului este nulă. Pentru această frecvență ecuația (1.9) devine:

$$L = h\nu_0. \qquad (1.10)$$

Energia absorbită în acest caz de electron servește doar pentru efectuarea lucrului mecanic de extracție. Pentru frecvența $\nu < \nu_0$ efectul fotoelectric nu mai este posibil, așa cum arată legea a treia.

Interacțiunea dintre un foton și un electron producîndu-se într-un interval de timp neglijabil, efectul fotoelectric se produce aproape instantaneu, așa cum arată legea a patra.

1.1.4. Aplicațiile efectului fotoelectric extern

Celula fotoelectrică este alcătuită dintr-un tub de sticlă, vidat sau conținînd un gaz inert la presiune redusă, care are în interior doi electrozi: catodul (C) format dintr-un strat subțire de metal (Cs, Na, K) depus pe

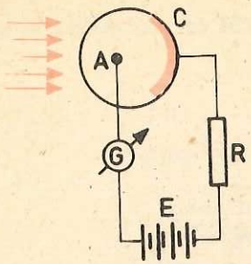


Fig. 1.7. Celula fotoelectrică.

o porțiune din peretele tubului și anodul (A) format dintr-o rețea, inel, fir sau bobiță metalică (fig. 1.7).

Sub acțiunea radiațiilor electromagnetice (vizibile) fotocatodul emite electroni care sînt dirijați spre anod datorită cîmpului electric produs de tensiunea dintre C și A și sînt captați de către acesta, stabilindu-se un curent electric, indicat de galvanometru, G. Deci, celula fotoelectrică transformă un semnal luminos într-un semnal electric.

Celulele fotoelectrice cu vid sînt mai puțin sensibile (curentul fotoelectric se stabilește la valori mai mari ale fluxului radiațiilor electromagnetice), dar sînt lipsite de inerție (intensitatea curentului fotoelectric urmărește prompt și liniar variația fluxului luminos care cade pe catod); celulele cu gaz sînt mai sensibile, dar prezintă o inerție determinată de procesele ce se produc în gazul din tub.

Fotomultiplicatorul este alcătuit dintr-un tub de sticlă vidat în care se află un catod C, un anod A și un număr oarecare de electrozi auxiliari numiți dinode (fig. 1.8). O dinodă este un electrod care, bombardat cu un număr de electroni, emite un număr mai mare de electroni secundari. Cu ajutorul unui divizor de tensiune format cu ajutorul rezistorilor R_1, R_2, R_3 și R_4 fiecare dinodă, începînd cu cea de lîngă catod, se află la un potențial superior celei precedente.

Sub acțiunea luminii, fotocatodul emite electroni care sînt accelerați spre dinoda D_1 pe care o bombardează. Aceasta emite un număr mai mare de electroni care sînt accelerați spre dinoda D_2. La rîndul ei, dinoda D_2 emite

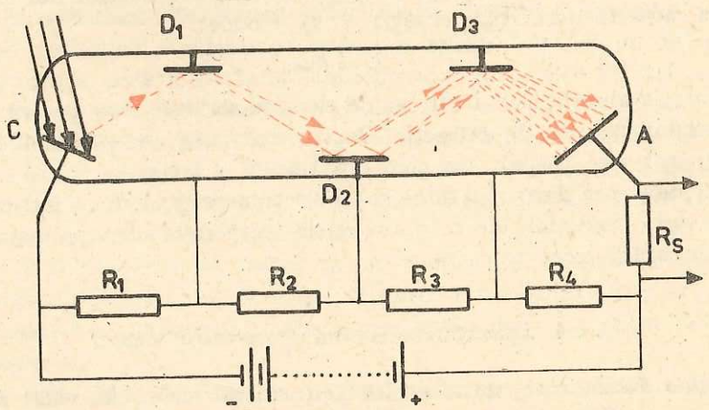


Fig. 1.8. Fotomultiplicatorul.

un număr mai mare de electroni, astfel încît, în final, la anod va ajunge un număr amplificat de electroni.

Prin rezistorul R_s din circuitul anodului se stabilește un curent electric de $10^6 - 10^7$ ori mai mare decît în cazul unei celule fotoelectrice.

1.1.5. Aplicații ale dispozitivelor optoelectronice

Dispozitivele descrise în paragraful precedent, numite optoelectronice, prezintă o multitudine de utilizări în diferite domenii ale tehnicii; ne vom opri doar asupra folosirii acestor dispozitive la releul fotoelectric, la cinematograful sonor și în televiziune.

Releul fotoelectric este un releu electromagnetic comandat de o celulă fotoelectrică (fig. 1.9).

Un releu electromagnetic este un electromagnet care poate comanda închiderea și deschiderea unui circuit electric.

În cazul releului fotoelectric (fig. 1.9, *a*) lumina cade pe fotocatod și determină apariția unui curent electric care, după amplificare, străbate electromagnetul al cărui cîmp produce închiderea circuitului comandat.

Avînd comenzi comode, sigure și rapide, releul fotoelectric se folosește la numărarea unor obiecte în mișcare, la întreruperea automată a funcționării unor mașini-unelte cînd operatorul a intrat într-o zonă unde este pericol de accidente, la conectarea automată a rețelei de iluminat în momentul întunecării etc.

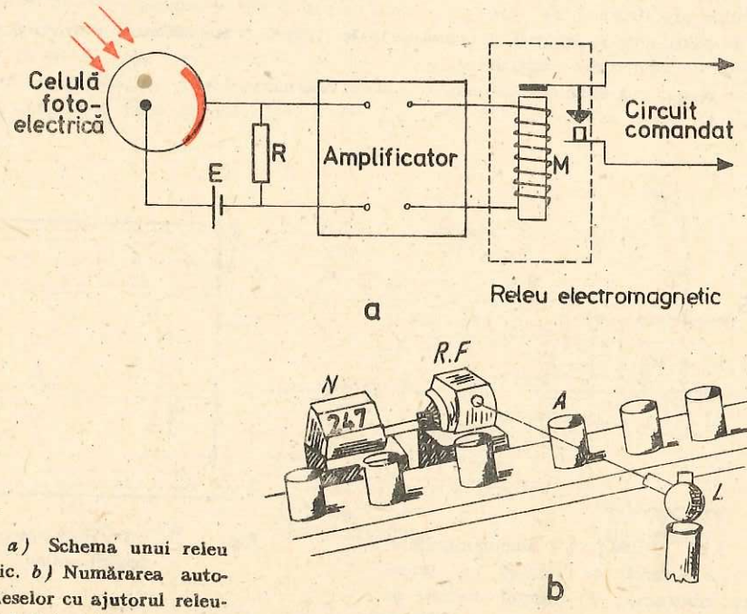


Fig. 1.9. *a)* Schema unui releu fotoelectric. *b)* Numărarea automată a pieselor cu ajutorul releului fotoelectric.

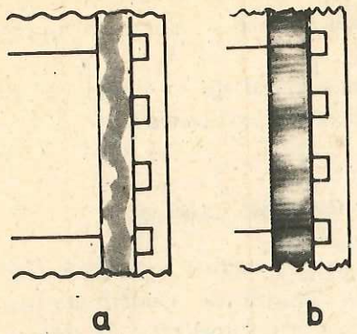


Fig. 1.10. Pista sonoră, în două variante.

Figura 1.9, *b* arată cum poate fi realizată numărarea automată a pieselor *A* aflate pe o bandă transportoare *B*, cu ajutorul releului fotoelectric. Piesa opacă *A*, ajunsă în dreptul lămpii *L*, împiedică propagarea luminii la celula releului fotoelectric *R.F* care acționează un contor *N*.

Cinematograful sonor. Redarea sincronă a imaginii și sunetului la cinematograful sonor este posibilă datorită înregistrării, pe cale optică, a sunetelor pe o bandă îngustă a filmului numită pistă sonoră. Pentru înregistrare, semnalele sonore sînt transformate mai întîi în semnale electrice, apoi semnalele electrice sînt transformate în semnale luminoase care sînt trimise pe fișia de la marginea filmului. Sunetele pot fi înregistrate pe banda sonoră fie sub forma unei fișii cu transparență constantă, dar de lărgime variabilă (fig. 1.10, *a*) fie sub forma unei fișii cu transparență variabilă, dar de lărgime constantă (fig. 1.10, *b*).

La redare (fig. 1.11), lumina produsă de o sursă cu intensitatea constantă străbate banda sonoră și ajunge la fotocatodul unei celule fotoelectrice. Variațiile de lărgime sau de transparență ale benzii sonore sînt transformate în variații ale fluxului incident, iar variațiile intensității curentului electric, după amplificare, sînt trecute la difuzor, unde se obțin oscilațiile sonore.

Principiul televiziunii. Televiziunea reprezintă tehnica transmiterii la distanță a imaginilor în mișcare, cu ajutorul undelor electromagnetice. Acțiunea de transmitere la distanță a imaginilor presupune două operații:

— transformarea imaginii optice în semnale electrice și transmiterea acestora la distanță cu ajutorul undelor electromagnetice;

— recepționarea semnalelor electrice și transformarea lor în imagini optice.

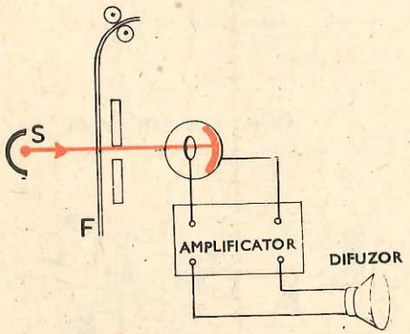


Fig. 1.11. Principiul cinematografului sonor: *S* — sursă de lumină cu intensitatea constantă; *F* — filmul avînd pe margine pista sonoră.

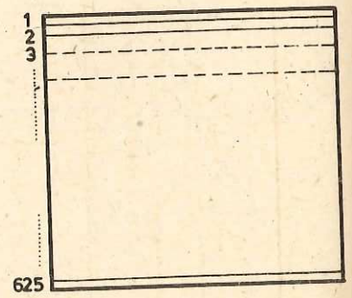


Fig. 1.12. Descompunerea unei imagini optice.

O imagine poate fi descompusă într-un număr foarte mare de pete, mai mult sau mai puțin luminoase, așezate de-a lungul a 625 linii orizontale (fig. 1.12). Prin efect fotoelectric extern, pentru fiecare pată din imagine se obține cîte un semnal electric, mai slab sau mai puternic, în funcție de luminozitatea petei. Transmiterea semnalelor electrice, corespunzătoare tuturor petelor în care s-a descompus imaginea, poate fi realizată simultan, folosindu-se o undă electromagnetică purtătoare pentru fiecare semnal, sau succesiv folosindu-se o singură undă electromagnetică purtătoare. În practică se utilizează transmiterea succesivă, în timp de 1/50 s, a semnalelor obținute dintr-o imagine optică străbătută în lungul liniilor, de la stînga la dreapta și de sus în jos (întocmai cum se citesc rîndurile unei pagini de carte).

Transformarea imaginii optice în semnale electrice este realizată cu ajutorul tuburilor videocaptoare. Dintre tuburile videocaptoare vom descrie *superorticonul*, care prezintă o mare sensibilitate, ceea ce-l face utilizabil la orice luminozitate. El este alcătuit din următoarele părți componente (fig. 1.13):

— un tub de sticlă vidat;

— fotocatodul semitransparent (pentru ca electronii să fie emiși în sensul propagării luminii), format dintr-un strat subțire fotosensibil depus pe suprafața interioară a peretelui frontal; el se află la un potențial negativ de aproximativ 300 V;

— ținta, o plăcuță subțire de sticlă semiconductoare cu o mare conductibilitate transversală (și o conductibilitate foarte mică la suprafață), așezată în spatele fotocatodului; are un potențial nul;

— bobinele de deflexie, așezate în exteriorul tubului, creează cîmpul magnetic cu care se produce deviația fasciculului de electroni pentru exploatarea țintei, punct cu punct;

— electrozii de frînare așezați în spatele țintei, au rolul de a frîna fasciculul electronic ce se îndreaptă spre țintă; aceștia au potențialele mai mici decît ale anodului tunului electronic (de la tun spre țintă potențialele au valorile de 220 V, 180 V și 0 V);

— multiplicatorul electronic, format dintr-o serie de dinode așezate în jurul tunului, are rolul de a amplifica fasciculul de electroni întors de la țintă;

— bobina de focalizare, așezată în exteriorul tunului, are rolul de a focaliza (a strînge) fasciculul de electroni produs de tun și de fotocatod.

Imaginea de transmis se formează pe suprafața fotocatodului, cu ajutorul unui obiectiv situat în exteriorul tubului. De pe fiecare porțiune a fotocatodului electronii emiși, al căror număr este proporțional cu iluminarea acelei porțiuni din fotocatod, sînt accelerați spre țintă și dobîndesc o energie suficientă pentru ca prin bombarda-

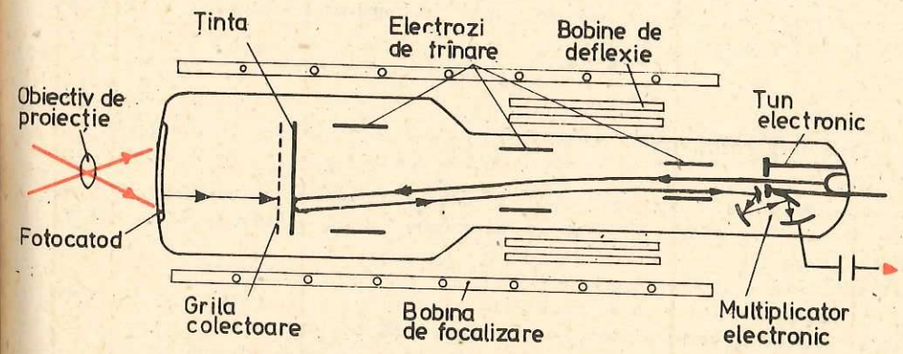


Fig. 1.13. Tub videocaptor.

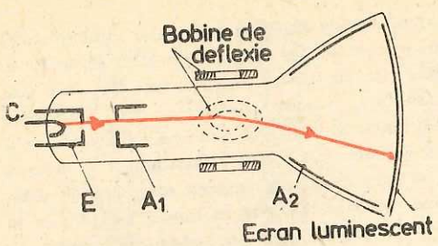


Fig. 1.14. Tub cinescop.

rea țintei să producă o emisie electronică secundară. Porțiunea de pe țintă corespunzătoare unei zone cu luminozitatea mai mare din imagine va avea un potențial pozitiv ridicat (prin emisia unui număr mare de electroni secundari), iar porțiunea de pe țintă corespunzătoare unei zone mai întunecate din imagine va avea un potențial pozitiv mai scăzut. Acest relief de potențial format pe fața țintei dinspre fotocatod se reproduce foarte repede și pe fața orientată spre tunul electronic, datorită valorii ridicate a conductibilității transversale. Urmează explorarea reliefului de potențial al țintei cu ajutorul fasciculului de electroni produs de tun și încetinit de cîmpurile de frînare. Explorarea țintei se face de la stînga la dreapta și de sus în jos, cu ajutorul bobinelor de deflexie. Mulți dintre electronii lenți ajunși pe o porțiune de pe țintă cu un potențial ridicat vor fi captați (pentru neutralizarea acelei porțiuni), iar de la țintă spre multiplicator se va deplasa un fascicul sărac în electroni, ceea ce va conduce la formarea unui semnal electric video slab. Dacă porțiunea de pe țintă prezintă un potențial scăzut, numărul electronilor captați va fi redus, iar fasciculul de electroni ce se deplasează de la țintă spre multiplicator va fi intens, determinînd formarea unui semnal electric video puternic. Deci, variația luminozității petelor imaginii optice determină variația potențialului electric de pe suprafața țintei care, la rîndul ei, produce variația semnalelor electrice video care vor modula unda electromagnetică purtătoare.

Transformarea semnalelor electrice în imagini optice se face cu *tuburi videoreproductoare sau tuburi cinescop*. În figura 1.14 se observă schema de principiu a unui tub cinescop, care conține:

— tubul de sticlă vidat, care are depus pe interiorul părții frontale un strat luminescent ce va emite lumină cînd este bombardat cu un fascicul de electroni;

— tunul electronic din catodul C, electrodul de comandă E și anodul A_1;

— anodul A_2, format dintr-un strat conductor depus pe interiorul părții conice a tubului; între anozii A_1 și A_2 se aplică o tensiune care accelerează fasciculul de electroni produs de tun;

— bobinele de deflexie care produc baleiajul orizontal și vertical al fasciculului de electroni.

Semnalele electrice video se aplică pe electrodul de comandă. Prin potențialul variabil pe care-l capătă, electrodul de comandă determină variația intensității fasciculului de electroni produs de tun, obținîndu-se pe ecran pete mai mult sau mai puțin luminoase care recompun imaginea transmisă.

Problemă rezolvată

Se iluminează suprafața unui metal cu radiații ultraviolete cu lungimile de undă $\lambda_1 = 279$ nm și $\lambda_2 = 245$ nm. Tensiunile de stopare sînt $U_{s_1} = 0{,}66$ V și $U_{s_2} = 1{,}26$ V; să se calculeze:

a) valoarea constantei lui Planck;

b) valoarea lucrului mecanic de extracție;

c) valoarea frecvenței de prag și a lungimii de undă de prag;

d) valoarea impulsului transmis catodului la fiecare proces de interacțiune, știind că electronii sînt extrași după direcția de propagare a radiațiilor, dar în sens contrar.

a) Aplicăm ecuația lui Einstein pentru interacțiunea dintre un foton și un electron în cazul fiecărei radiații:

$$h\nu_1 = L + \frac{mv_1^2}{2} \qquad h\nu_1 = \frac{hc}{\lambda_1}; \quad \frac{mv_1^2}{2} = eU_{s_1};$$

Știind că:

$$h\nu_2 = L + \frac{mv_2^2}{2} \qquad h\nu_2 = \frac{hc}{\lambda_2}; \quad \frac{mv_2^2}{2} = eU_{s_2}.$$

$$\frac{hc}{\lambda_1} = L + eU_{s_1};$$

$$\frac{hc}{\lambda_2} = L + eU_{s_2}.$$

Scăzînd prima ecuație din a doua obținem:

$$hc\left(\frac{1}{\lambda_2} - \frac{1}{\lambda_1}\right) = e(U_{s_2} - U_{s_1}),$$

$$hc\,\frac{\lambda_1 - \lambda_2}{\lambda_1 \cdot \lambda_2} = e(U_{s_2} - U_{s_1}),$$

$$h = \frac{e(U_{s_2} - U_{s_1}) \cdot \lambda_1\lambda_2}{c(\lambda_1 - \lambda_2)}.$$

Introducînd valorile numerice se obține: $h = 6{,}43 \cdot 10^{-34}$ J · s.

b) Dintr-una din ecuațiile sistemului scoatem lucrul de extracție:

$$L = \frac{hc}{\lambda_1} - eU_{s_1}; \quad L = 6{,}05 \cdot 10^{-19} \text{ J}.$$

c) Știind că:

$$L = h\nu_0 = \frac{hc}{\lambda_0}, \quad \text{rezultă:}$$

$$\nu_0 = \frac{L}{h} = 9{,}1 \cdot 10^{14} \text{ Hz} \quad \text{și} \quad \lambda_0 = \frac{c}{\nu_0} = 3297 \cdot 10^{-10} \text{ m} = 329{,}7 \text{ nm}.$$

d) Legea conservării impulsului fiind o lege universală, trebuie să fie respectată și pentru procesele care au loc în cadrul efectului fotoelectric extern. La aplicarea acestei legi trebuie să considerăm și catodul, alături de foton și electron.

Deci:

$$\vec{p}_f = \vec{p}_c + \vec{p}_e.$$

unde:

$\vec{p}_f$ — impulsul fotonului,

$\vec{p}_c$ — impulsul catodului,

$\vec{p}_e$ — impulsul electronului.

Din reprezentarea vectorială se stabilește următoarea relație între mărimile impulsurilor:

$$p_f = p_c - p_e,$$

$$p_c = p_f + p_e.$$

Aplicăm această ecuație pentru fiecare foton:

$$p_{c_1} = \frac{h}{\lambda_1} + mv_1.$$

Din ecuația lui Einstein se obține pentru v_1 expresia:

$$v_1 = \sqrt{\frac{2(hc - L\lambda_1)}{m\lambda_1}}.$$

Deci:

$$p_{c_1} = \frac{h}{\lambda_1} + \sqrt{\frac{2m(hc - L\lambda_1)}{\lambda_1}} = \frac{h}{\lambda_1} + \sqrt{2m\left(\frac{hc}{\lambda_1} - L\right)}.$$

Analog:

$$p_{c_2} = \frac{h}{\lambda_2} + \sqrt{2m\left(\frac{hc}{\lambda_2} - L\right)}.$$

Introducînd valorile numerice, obținem:

$$p_{c_1} \approx 4 \cdot 10^{-25}\ \text{kg}\ \frac{\text{m}}{\text{s}},$$

$$p_{c_2} \approx 6 \cdot 10^{-25}\ \text{kg}\ \frac{\text{m}}{\text{s}}.$$

Observație: Ținînd seama și de catod, legea conservării energiei (ecuația lui Einstein) trebuie scrisă astfel:

$$h\nu = L + \frac{mv^2}{2} + \frac{Mv_c^2}{2},$$

unde în membrul drept, după primii doi termeni cunoscuți, apare energia cinetică a catodului (datorită vitezei neglijabile a catodului nu apare în relațiile curente).

1.2. EFECTUL COMPTON

1.2.1. Definiție. Variația lungimii de undă a fotonului

O confirmare strălucită a teoriei corpusculare a luminii este dată de cercetările lui A. H. Compton (1923) referitoare la împrăștierea radiațiilor Röntgen pe atomi ușori.

Un fascicul îngust de radiații X, cu lungimea de undă cunoscută, cade pe un bloc de grafit care împrăștie radiațiile incidente în toate direcțiile (fig. 1.15).

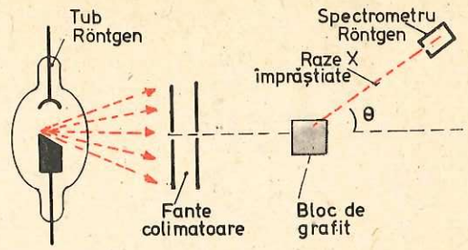


Fig. 1.15. Schema experienței pentru efectul Compton.

Cu ajutorul unui spectrometru Röntgen, pentru diferite unghiuri de împrăștiere θ, Compton a constatat că *pe lîngă radiațiile cu lungimea de undă egală cu a radiațiilor incidente mai există și o altă radiație, cu o lungime de undă mai mare.* Acest fenomen a fost numit efect Compton.

Efectul Compton nu poate fi explicat cu ajutorul teoriei ondulatorii. Conform acestei teorii, radiațiile electromagnetice împrăștiate ar avea aceeași lungime de undă ca și radiațiile incidente. Radiațiile electromagnetice ar trebui să producă electronilor din materialul împrăștietor oscilații forțate cu aceeași frecvență ca și a radiațiilor incidente. Electronii aflați în oscilație ar trebui să radieze unde electromagnetice cu frecvența egală cu a mișcării oscilatorii, deci aceeași cu a radiațiilor incidente.

Explicarea acestui efect a fost dată de către Compton pe baza interacțiunii dintre un foton și un electron al substanței împrăștietoare. Dacă notăm cu ν_0 frecvența fotonului incident și cu ν frecvența fotonului împrăștiat sub unghiul θ, pe baza legii conservării energiei scriem:

$$h\nu_0 = h\nu + E_c + L, \qquad (1.11)$$

unde: $h\nu_0$ este energia fotonului incident; $h\nu$ — energia fotonului împrăștiat; E_c — energia cinetică a electronului presupus inițial în repaus; L — lucrul mecanic de ieșire a electronului din materialul împrăștietor.

Ținînd seama că energia fotonului incident este mult mai mare decît lucrul mecanic de ieșire (în experiențele lui Compton energia fotonului incident era de aproximativ 1 550 ori mai mare decît lucrul de ieșire), în relația (1.11) termenul L poate fi neglijat, ca și cum am presupune că electronul ar fi liber. Electronii atomilor ușori sau ai păturii periferice a unui atom greu pot fi aproximați ca electroni liberi.

Considerînd ciocnirea foton-electron ca o ciocnire elastică (fig. 1.16) impunem respectarea legilor de conservare a energiei și impulsului.

În ecuația (1.11), introducînd $L = 0$ și $E_c = mc^2 - m_0c^2$ (potrivit teoriei relativității), se obține:

$$h\nu_0 = h\nu + mc^2 - m_0c^2 \qquad (1.12)$$

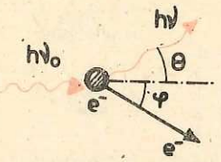


Fig. 1.16. Fotonul împrăştiat şi electronul de recul în efectul Compton.

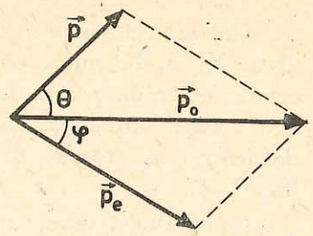


Fig. 1.17. Conservarea impulsului în cazul efectului Compton.

Ţinînd seamă de figura 1.17 care exprimă conservarea impulsului, scriem:

$$\vec{p}_0 = \vec{p} + \vec{p}_e, \tag{1.13}$$

unde:

$\vec{p}_0$ şi p reprezintă impulsurile fotonului înainte şi după ciocnire, fotonul fiind împrăştiat sub unghiul θ;

$\vec{p}_e$ reprezintă impulsul electronului, după interacţiune (electronul fiind împrăştiat sub unghiul φ).

Ştiind că $p_0 = \frac{h\nu_0}{c}$, $p = \frac{h\nu}{c}$, $p_e = mv$ şi ţinînd seama de triunghiul vectorilor impuls, scriem:

$$m^2v^2 = \frac{h^2\nu_0^2}{c^2} + \frac{h^2\nu^2}{c^2} - \frac{2h^2\nu_0\nu}{c^2}\cos\theta,$$
$$m^2v^2c^2 = h^2\nu_0^2 + h^2\nu^2 - 2h^2\nu_0\nu\cos\theta. \tag{1.14}$$

Scriem ecuaţia (1.12) sub forma:

$$mc^2 = h(\nu_0 - \nu) + m_0c^2$$

şi o ridicăm la pătrat:

$$m^2c^4 = h^2\nu_0^2 + h^2\nu^2 - 2h^2\nu_0\nu + 2h(\nu_0 - \nu)\,m_0c^2 + m_0^2c^4. \tag{1.15}$$

Scădem ecuaţia (1.14) din ecuaţia (1.15) pentru a elimina termenii pătratici în ν şi ν_0:

$$m^2c^4 - m^2v^2c^2 = h^2\nu_0^2 + h^2\nu^2 - 2h^2\nu_0\nu + 2h(\nu_0 - \nu)\,m_0c^2 + m_0^2c^4 - h^2\nu_0^2 - h^2\nu^2 + 2h^2\nu_0\nu\cos\theta.$$

Reducînd termenii asemenea, obţinem:

$$m^2c^4\left(1 - \frac{v^2}{c^2}\right) = -2h^2\nu_0\nu(1 - \cos\theta) + 2h(\nu_0 - \nu)\,m_0c^2 + m_0^2c^4. \tag{1.16}$$

Din ecuaţia de variaţie a masei cu viteza $m = m_0\Big/\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}$ rezultă:

$$m_0^2 = m^2\left(1 - \frac{v^2}{c^2}\right). \tag{1.17}$$

Introducînd (1.17) în (1.16), se obţine

$$m_0^2c^4 = -2h^2\nu_0\nu(1 - \cos\theta) + 2h(\nu_0 - \nu)\,m_0c^2 + m_0^2c^4,$$
$$2h(\nu_0 - \nu)\,m_0c^2 = 2h^2\nu_0\nu(1 - \cos\theta). \tag{1.18}$$

Împărţind ecuaţia (1.18) cu $2h\nu_0\nu m_0c$, rezultă:

$$\frac{c(\nu_0 - \nu)}{\nu_0\nu} = \frac{h}{m_0c}(1 - \cos\theta),$$

$$\frac{c}{\nu} - \frac{c}{\nu_0} = \frac{h}{m_0c}\cdot 2\sin^2\frac{\theta}{2},$$

$$\lambda - \lambda_0 = 2\frac{h}{m_0c}\sin^2\frac{\theta}{2},$$

$$\boxed{\Delta\lambda = 2\Lambda\sin^2\frac{\theta}{2}} \tag{1.19}$$

unde: $\Lambda = \frac{h}{m_0c}$ se numeşte *lungimea de undă Compton.*

Analiza ecuaţiei (1.19), care exprimă variaţia lungimii de undă a unui foton la interacţiunea cu un electron liber în repaus, conduce la următoarele interpretări:

a) variaţia lungimii de undă ($\Delta\lambda$) este independentă de natura substanţei împrăştietoare; în expresia ei intră numai constantele universale h, c, m_0;

b) variaţia lungimii de undă se schimbă o dată cu unghiul de împrăştiere, luînd valorile extreme zero (pentru $\theta = 0$) şi 2Λ (pentru $\theta = 180°$).

Aceste proprietăţi au fost în primul rînd stabilite experimental. Explicarea lor cu ajutorul relaţiei (1.19), dedusă în ipoteza fotonică a luminii, constituie încă o dovadă a valabilităţii acestei ipoteze.

Cînd particula cu care interacţionează fotonul este un electron, lungimea de undă Compton are valoarea $\Lambda = 2{,}426$ pm. Pentru alte particule, cu mase mai mari decît cea a electronului, lungimea de undă Compton (şi o dată cu ea şi $\Delta\lambda$) ia valori foarte mici, de cele mai multe ori neglijabile în raport cu lungimea de undă a radiaţiilor incidente.

1.2.2. Electronul de recul

Alături de radiația electromagnetică împrăștiată cu lungimea de undă mărită, în timpul producerii efectului Compton, apare și electronul de recul, căruia ne propunem să-i determinăm energia cinetică și direcția de deplasare față de direcția fotonului incident. Scriem energia cinetică a electronului sub forma cunoscută din teoria relativității (cl. a XI-a) și facem uz de relația (1.12):

$$E_c = mc^2 - m_0c^2 = h\nu_0 - h\nu = hc\left(\frac{1}{\lambda_0} - \frac{1}{\lambda}\right) = hc\,\frac{\lambda - \lambda_0}{\lambda_0\lambda} = hc\,\frac{\Delta\lambda}{\lambda_0(\lambda_0 + \Delta\lambda)}. \quad (1.20)$$

Introducînd (1.19) în (1.20), obținem pentru energia cinetică a electronului de recul expresia:

$$E_c = \frac{hc}{\lambda_0}\cdot\frac{2\Lambda\sin^2\frac{\theta}{2}}{\lambda_0 + 2\Lambda\sin^2\frac{\theta}{2}}. \quad (1.21)$$

Energia cinetică a electronului de recul depinde deci de lungimea de undă a fotonului incident λ_0 și de unghiul de împrăștiere a fotonului.

Unghiul φ pe care-l face direcția de deplasare a electronului de recul cu direcția fotonului incident se poate afla folosind figura 1.17. Proiectînd impulsurile pe direcția lui p_0 și pe o direcție perpendiculară pe ea, obținem:

$$\frac{h\nu_0}{c} = \frac{h\nu}{c}\cos\theta + mv\cos\varphi, \quad (1.22)$$

$$0 = \frac{h\nu}{c}\sin\theta - mv\sin\varphi. \quad (1.23)$$

Din (1.23) și (1.22) rezultă:

$$mv\sin\varphi = \frac{h}{\lambda}\sin\theta, \quad (1.24)$$

$$mv\cos\varphi = \frac{h}{\lambda_0} - \frac{h}{\lambda}\cos\theta. \quad (1.25)$$

Împărțind ecuația (1.24) la (1.25), obținem:

$$\operatorname{tg}\varphi = \frac{\frac{h}{\lambda}\sin\theta}{\frac{h}{\lambda_0} - \frac{h}{\lambda}\cos\theta}. \quad (1.26)$$

Împărțind ecuația (1.26) cu h/λ,

$$\operatorname{tg}\varphi = \frac{\sin\theta}{\frac{\lambda}{\lambda_0} - \cos\theta}. \quad (1.27)$$

Să exprimăm raportul λ/λ_0 cu ajutorul relației (1.19):

$$\frac{\lambda}{\lambda_0} = \frac{\Delta\lambda + \lambda_0}{\lambda_0} = \frac{\Delta\lambda}{\lambda_0} + 1 = \frac{2\Lambda\sin^2\frac{\theta}{2}}{\lambda_0} + 1. \quad (1.28)$$

Introducînd (1.28) în (1.27), găsim:

$$\operatorname{tg}\varphi = \frac{\sin\theta}{\frac{2\Lambda\sin^2\frac{\theta}{2}}{\lambda_0} + 1 - \cos\theta}.$$

Folosind relațiile trigonometrice:

$$\sin\theta = 2\sin\frac{\theta}{2}\cdot\cos\frac{\theta}{2} \quad \text{și} \quad 1 - \cos\theta = 2\sin^2\frac{\theta}{2},$$

vom avea:

$$\operatorname{tg}\varphi = \frac{2\sin\frac{\theta}{2}\cdot\cos\frac{\theta}{2}}{\frac{2\Lambda\sin^2\frac{\theta}{2}}{\lambda_0} + 2\sin^2\frac{\theta}{2}}. \quad (1.29)$$

Simplificînd ecuația (1.29) cu $2\sin\frac{\theta}{2}$, rezultă:

$$\operatorname{tg}\varphi = \frac{\cos\frac{\theta}{2}}{\left(\frac{\Lambda}{\lambda_0} + 1\right)\sin\frac{\theta}{2}}.$$

Expresia unghiului sub care se deplasează electronul de recul, măsurat față de direcția fotonului incident este dată de:

$$\operatorname{tg}\varphi = \frac{\operatorname{ctg}\frac{\theta}{2}}{\frac{\Lambda}{\lambda_0} + 1}. \quad (1.30)$$

Se observă din ecuația (1.30) că direcția de mișcare a electronului de recul este determinată atît de energia fotonului incident cît și de direcția de împrăștiere a acestuia.

Faptele experimentale legate de efectele fotoelectric și Compton au contribuit la fundamentarea teoriei corpusculare (fotonice) a luminii. Deși această teorie complementară a cunoscut succese spectaculoase în explicarea acestor fenomene, nu s-a renunțat la teoria ondulatorie cu care se pot interpreta corect interferența, difracția și polarizarea luminii. A apărut, în mod evident, întrebarea: ce este lumina — undă sau corpuscul? Răspunsul la această întrebare se găsește în următoarea afirmație a lui A. Einstein: „este mult mai probabil să spunem că lumina are atît un caracter ondulatoriu cît și corpuscular". Astăzi acest răspuns este depășit. Din punct de vedere macroscopic lumina și în general radiația electromagnetică este o undă. Microscopic, lumina este un ansamblu de particule cuantice, care nu sînt *nici* unde, *nici* corpusculi, ci obiecte radical diferite de cele clasice.

Problemă rezolvată

Un foton al unei radiații electromagnetice din (a) domeniul microundelor cu $\lambda_1 = 3$ cm, (b) domeniul vizibil cu $\lambda_2 = 500$ nm, (c) domeniul radiațiilor X cu $\lambda_3 = 10^{-10}$ m este împrăștiat de un electron liber sub un unghi $\theta = 90°$.

1) Calculați variația relativă a lungimii de undă pentru fiecare foton.

2) Determinați energia cinetică și direcția de mișcare a electronului de recul în cazul fotonului X.

Rezolvare

1) Folosind ecuația (1.19), calculăm variația relativă a lungimii de undă pentru fiecare foton:

$$\text{a)}\quad \frac{\Delta\lambda}{\lambda_1} = \frac{2\Lambda \sin^2 \frac{\theta}{2}}{\lambda_1} = 8{,}08 \cdot 10^{-11},$$

$$\text{b)}\quad \frac{\Delta\lambda}{\lambda_2} = \frac{2\Lambda \sin^2 \frac{\theta}{2}}{\lambda_2} = 4{,}85 \cdot 10^{-6},$$

$$\text{c)}\quad \frac{\Delta\lambda}{\lambda_3} = \frac{2\Lambda \sin^2 \frac{\theta}{2}}{\lambda_3} = 2{,}4 \cdot 10^{-2}.$$

Comparînd valorile obținute, deducem că variațiile relative ale lungimilor de undă sînt foarte mici pentru fotonii radiațiilor din domeniile microunde și vizibil, motiv pentru care efectul Compton, în aceste domenii, nu se observă.

2) Potrivit ecuației (1.21):

$$E_c = \frac{hc}{\lambda_3} \frac{2\Lambda \sin^2 \frac{\theta}{2}}{\lambda_3 + 2\Lambda \sin^2 \frac{\theta}{2}} = 4{,}7 \cdot 10^{-19}\ \text{J},$$

iar pentru unghiul de deplasare a electronului folosim ecuația (1.30):

$$\operatorname{tg} \varphi = \frac{\operatorname{ctg} \frac{\theta}{2}}{\frac{\Lambda}{\lambda_3} + 1} = 0{,}9763; \quad \varphi = 44°.$$

2. ELECTRONUL; SARCINA ELECTRICĂ, SARCINA SPECIFICĂ

2.1. FENOMENE CARE AU CONDUS LA DESCOPERIREA ELECTRONULUI

Ideea de structură discontinuă a substanței datează din antichitatea greacă. Doi filozofi din acea vreme Leucip și Democrit, au afirmat că toate corpurile se pot divide în particule din ce în ce mai mici dar că diviziunea nu poate merge la nesfîrșit, prin urmare, că trebuie să existe părticele ce nu mai pot fi divizate, numite atomi (a-tomos din limba greacă are semnificația: ceea ce nu se poate divide). La începutul secolului XIX, s-a introdus

în știință, pe baza unor fapte experimentale, ca unitate structurală de bază, atomul. S-a stabilit că fiecare element chimic este format din atomi, care nu pot fi descompuși prin metode chimice. În a doua jumătate a secolului XIX și începutul secolului XX, o serie de descoperiri au condus la ideea structurii discontinue a atomilor.

Azi se știe că una din particulele constituente ale oricărui atom este electronul, particulă care are cea mai mică sarcină electrică (așa-numita sarcină electrică elementară).

Primul fenomen care a arătat că sarcina electrică este o mărime ale cărei valori sînt multipli întregi ai unei valori minime e, numită uneori cuantă de electricitate, a fost electroliza (descrisă în clasa a X-a). S-a arătat astfel că se poate da o explicație legilor electrolizei dacă se admite existența unei sarcini electrice elementare egală cu sarcina unui ion monovalent, sarcină care are valoarea:

$$e = 1{,}6 \cdot 10^{-19}\ \text{C}.$$

Dacă ionul este polivalent, cu valența n, avem: $q = ne$, adică sarcina q a unui ion polivalent este un multiplu întreg al sarcinii electrice elementare.

Este de remarcat faptul că, plecînd de la legile electrolizei, valoarea sarcinii electrice elementare a fost obținută indirect. Informații directe putem obține prin experiențe din domeniul trecerii curentului electric prin gaze rarefiate. Se știe că gazele, în condiții normale au conductivitate electrică mică. Dacă însă se aplică o tensiune electrică destul de mare între doi electrozi situați la capetele unui tub în care se află un gaz suficient de rarefiat, în tub poate lua naștere o descărcare electrică însoțită de fenomene luminoase.

Aspectul descărcării depinde în bună măsură de valoarea presiunii din tub. La presiuni joase de 10^{-2} Torr, dispare orice fenomen luminos în interior, în schimb pe peretele opus catodului apare o luminescență galben-verzuie F (fig. 1.18).

Luminescența peretelui este datorată unor radiații ce pleacă de pe suprafața catodului, numite de Goldstein (1876) radiații catodice sau raze catodice. Natura acestor radiații (dacă sînt particule sau unde electromagnetice) a fost viu controversată în ultimele decenii ale secolului trecut. Principalele proprietăți ale razelor catodice sînt:

a) provoacă fluorescența unor substanțe (sticlă, calcar ...);

b) se propagă în linie dreaptă (dacă în drumul lor se așază un obstacol, lasă o zonă de umbră pe peretele tubului opus catodului);

c) sînt emise după o direcție perpendiculară pe suprafața catodului:

Fig. 1.18. Tub cu descărcări în gaze rarefiate (tub Crookes): C — catod, A — anod, F — luminescența peretelui.

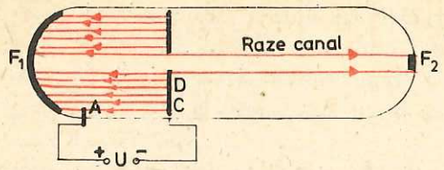


Fig. 1.19. Producerea razelor canal: A — anod, C — catod, D — orificiu în catod, F_1 și F_2 — luminescența sticlei.

d) au energie cinetică (pot pune în mișcare o morișcă cu aripioare de aluminiu sau mică);

e) pot încălzi o foiță de platină pînă la incandescență (catodul trebuie să aibă forma unei calote sferice pentru a concentra fasciculul de raze catodice asupra platinei);

f) impresionează placa fotografică;

g) pot da naștere la raze Röntgen (raze X) care s-au dovedit a fi de natură diferită față de aceea a razelor catodice;

h) sînt deviate de cîmpuri electrice și magnetice.

Aceste proprietăți întăresc convingerea că razele catodice sînt fluxuri de corpusculi. În plus, s-a constatat că semnul sarcinilor acestor corpusculi este negativ. J. J. Thomson arată că devierea razelor catodice este independentă de natura gazului aflat în tub, precum și de natura materialului din care sînt confecționați electrozii, ceea ce înseamnă că ele sînt alcătuite din particule universal identice.

Goldstein, în 1886, a pus în evidență și alte radiații, numite raze canal. Ele se obțin într-un tub de descărcări asemănător celui utilizat pentru producerea razelor catodice, modificarea constînd în utilizarea unui catod perforat, dispus cam la mijlocul tubului (fig. 1.19). În acest caz în F_1 apare o luminescență datorită razelor catodice, în timp ce în F_2 apare o luminescență datorită unui fascicul luminos ce pleacă din dreptul orificiului D, practicat în catod. Aceste ultime radiații au fost numite raze canal. Proprietățile razelor canal sînt foarte asemănătoare cu cele ale razelor catodice. Apar deosebiri la devierea lor în cîmp electric sau magnetic, de exemplu sensul deviației razelor canal este opus sensului deviației razelor catodice. Prin urmare, razele canal constau din particule cu sarcina electrică pozitivă. S-a demonstrat experimental și faptul că mărimea deviației razelor canal în cîmp magnetic sau electric depinde de natura gazului din tub și de natura materialului din care sînt confecționați electrozii. Deci purtătorii de sarcină din razele canal nu sînt universal identici.

2.2. DETERMINAREA SARCINII SPECIFICE A ELECTRONULUI DIN DEVIEREA ÎN CÎMPURI ELECTRICE ȘI MAGNETICE

Se știe din clasa a X-a că deviația y a unei particule cu sarcina q și masa m_0, în cîmpul electric uniform al unui condensator plan cu distanța d între armături și tensiunea U între armături este dată de relația:

$$y_1 = \frac{qU}{2m_0v_0^2d}\,x^2,$$

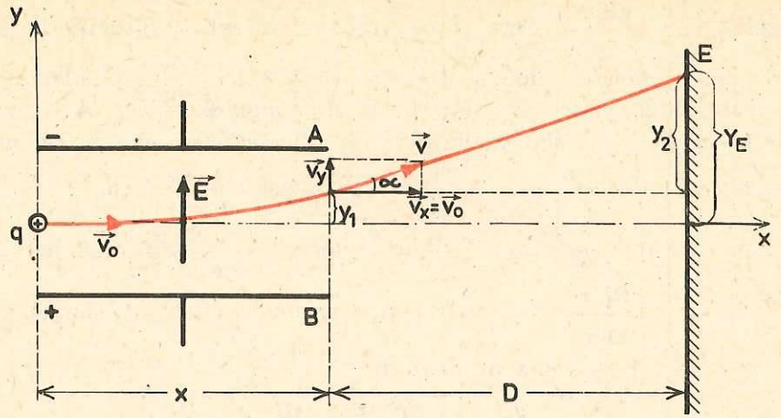


Fig. 1.20. Deviația unei particule încărcate pozitiv aflată în cîmp electric uniform, $\vec{E}$; A și B — armăturile condensatorului plan.

unde v_0 este viteza inițială a particulei, perpendiculară pe cîmp, iar x lungimea condensatorului (fig. 1.20). Dacă ecranul luminescent E se află la distanța D față de condensator (fig. 1.20), deviația totală a particulei aflată în cîmpul electric E observată pe ecran va fi:

$$Y_{(E)} = y_1 + y_2 = \frac{qUx}{2m_0v_0^2d}\,(x + 2D). \qquad (1.31)$$

Fie un cîmp magnetic uniform de inducție $\vec{B}$, care acționează într-o zonă de lărgime x, perpendicular pe planul hîrtiei, liniile de cîmp fiind dirijate așa cum se arată în figura 1.21.

O particulă pozitivă ce intră în cîmp cu viteza v_0 va fi deviată cu $y_1 = AB$, traiectoria descrisă fiind arcul de cerc OA.

Cum putem afla pe y_1?

Din triunghiul dreptunghic OAF înscris în semicercul de rază r, rezultă că: $CA^2 = CO \cdot CF$ sau $x^2 = y_1(2r - y_1)$; $x^2 = 2ry_1 - y_1^2$.

Cum deviația y_1 este foarte mică, se poate face aproximarea: $x^2 \approx 2ry_1$. Pe de altă parte, raza traiectoriei descrise de particulă în cîmpul magnetic este dată de relația: $r = \frac{m_0v_0}{qB}$. Introducînd pe r în relația $x^2 = 2ry_1$,

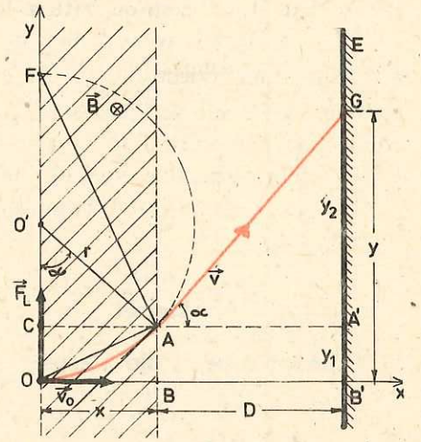


Fig. 1.21. Deviația unei particule electrizate în cîmp magnetic uniform.

rezultă $y_1 = \frac{qBx^2}{2m_0v_0}$. Deviația pe ecranul E, situat la distanța D față de zona unde acționează cîmpul magnetic, va fi $Y_{(B)} = y_1 + y_2$. Valoarea lui y_2 se poate deduce astfel: în triunghiurile dreptunghice $O'CA$ și AGA', unghiurile $CO'A$ și GAA', sînt egale avînd laturile perpendiculare. Prin urmare, din triunghiul AGA', $\text{tg}\,\alpha = \frac{y_2}{D}$, iar din triunghiul ACO', $\sin\alpha \simeq \text{tg}\,\alpha = \frac{x}{r}$, α fiind foarte mic. Rezultă: $\frac{y_2}{D} = \frac{x}{r}$ sau $y_2 = \frac{Dx}{r}$ sau înlocuind pe r cu $\frac{m_0v_0}{qB}$, $y_2 = \frac{qBDx}{m_0v_0}$. Deviația totală, a particulei aflată în cîmpul magnetic $\vec{B}$ observată pe ecranul E va fi:

$$Y_{(B)} = \frac{qBx^2}{2m_0v_0} + \frac{qBDx}{m_0v_0} = \frac{qBx}{2m_0v_0}(x + 2D). \tag{1.32}$$

Analizînd relațiile:

$$Y_{(E)} = \frac{qUx}{2m_0v_0^2d}(x + 2D) \text{ și } Y_{(B)} = \frac{qBx}{2m_0v_0}(x + 2D)$$

rezultă că se poate afla *sarcina specifică* q/m_0 măsurînd deviația particulei fie în cîmp electric, fie în cîmp magnetic, cu condiția să fie cunoscută viteza inițială v_0 a particulelor. În general, în tuburile de descărcări ca acelea folosite pentru producerea razelor catodice și a razelor canal, fasciculele de particule încărcate n-au aceeași viteză. Prin urmare, simpla determinare experimentală a lui $Y_{(E)}$ sau $Y_{(B)}$ nu e suficientă pentru a afla valoarea lui $\frac{q}{m_0}$. O experiență în care parametrul viteză poate fi eliminat a fost realizată de J.J. Thomson care a folosit cîmpurile $\vec{E}$ și $\vec{B}$ paralele, între ele (fig. 1.22). Dacă s-ar acționa asupra particulelor doar cu cîmpul electric $\vec{E}$, ele ar urma traiectoria OA. Acționînd doar cu cîmpul magnetic $\vec{B}$, traiectoria ar fi OB. Sub acțiunea simultană a celor două cîmpuri $\vec{B}$ și $\vec{E}$, impactul particulelor cu ecranul E va avea loc în C. Eliminînd viteza din ecuațiile traiectoriilor respective, vom obține $Z = f(Y)$, unde Z este deviația în cîmpul electric, iar Y deviația în cîmpul magnetic.

Fie deci:

$$Z = \frac{qUx}{2m_0v_0^2d}(x + 2D) \quad \text{și} \quad Y = \frac{qBx}{2m_0v_0}(x + 2D).$$

Eliminînd pe v_0 din aceste ecuații, obținem:

$$Z = \frac{2U}{B^2 \cdot x \cdot d \cdot \frac{q}{m_0}(x + 2D)} Y^2; \tag{1.33}$$

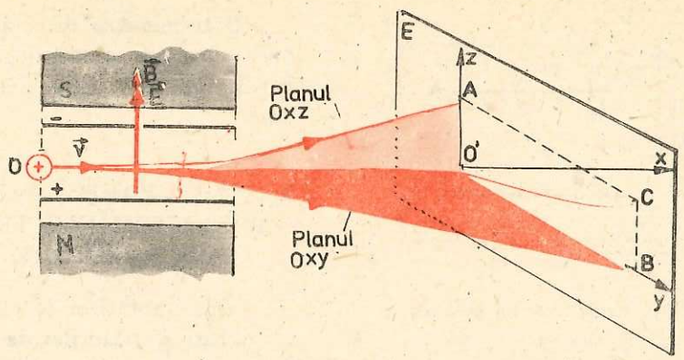


Fig. 1.22. Experiența lui J.J. Thomson; metoda cîmpurilor $\vec{E}$ și $\vec{B}$ paralele.

deoarece:

$$\frac{2U}{B^2 \cdot x \cdot d \cdot \frac{q}{m_0}(x + 2D)} = \text{ct},$$

putem scrie: $Z = kY^2$, ceea ce reprezintă ecuația unei parabole cu vîrful în O', punctul de impact al particulelor cu ecranul în absența cîmpurilor $\vec{E}$ și $\vec{B}$. Din relația (1.33) rezultă sarcina specifică:

$$\frac{q}{m_0} = \frac{2U}{B^2xd \cdot (x + 2D)} \cdot \frac{Y^2}{Z}, \tag{1.34}$$

Y și Z fiind coordonatele unui punct de pe arcul de parabolă $O'C$ (fig. 1.22).

Determinînd sarcina specifică a purtătorilor de sarcină negativă din radiațiile catodice, Thomson a găsit următoarea valoare:

$$\left(\frac{q}{m_0}\right)_{\text{rad. catodică}} = -1{,}76 \cdot 10^{11}\ \text{C/kg}. \tag{1.35}$$

Comparînd sarcina specifică a purtătorilor de sarcină negativă din radiația catodică cu sarcina specifică a ionilor de hidrogen (cel mai ușor ion cunoscut), se determină raportul:

$$\frac{\left(\frac{q}{m_0}\right)_{\text{rad. catodică}}}{\left(\frac{q}{m_0}\right)_{H^+}} = 1837 \tag{1.36}$$

Ce explicație putem da acestui lucru? Există următoarele situații extreme: dacă masa ionilor de hidrogen ar fi egală cu masa purtătorilor de sarcină din radiația catodică, sarcina purtătorilor din radiația catodică ar trebui să fie de 1837 ori mai mare decît sarcina ionului de H^+. Pe de altă parte, dacă sarcina particulelor din radiația catodică ar fi egală cu cea a ionilor de hidrogen, atunci masa purtătorilor din radiația catodică ar trebui să fie $\frac{1}{1837}$ din masa ionilor de hidrogen.

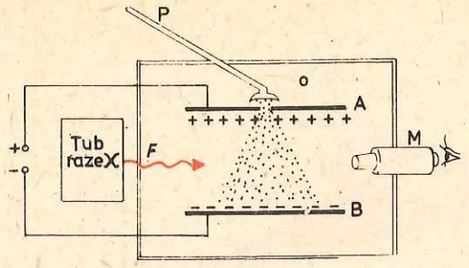


Fig. 1.23. Dispozitivul lui Millikan.

Determinarea directă a sarcinii electrice a confirmat valabilitatea celei de-a doua ipoteze.

2.3. MĂSURAREA DIRECTĂ A SARCINII ELECTRICE ELEMENTARE

Un rol hotărîtor în clarificarea naturii purtătorilor de sarcină din razele catodice l-a avut experiența lui Millikan. El a reușit să pună la punct o metodă pentru determinarea directă a sarcinii electrice elementare. Ideea a fost de a electriza într-un anume mod niște picături foarte fine de lichid și a le supune acțiunii unui cîmp electric suficient de intens. Din datele furnizate de experiență urma să se determine sarcina electrică purtată de picături. Dispozitivul experimental este alcătuit dintr-o incintă în care se găsește un condensator plan care poate fi supus unei tensiuni reglabile U (fig. 1.23). Placa A a condensatorului are practicat un orificiu O pe unde pot pătrunde picături foarte fine de ulei, produse cu ajutorul pulverizatorului P. Se utilizează uleiul și nu apa pentru că uleiul vaporizează foarte greu, deci masa picăturilor rămîne practic constantă în timpul experienței. Picăturile pot fi observate prin microscopul M. Diametral opus microscopului, se află o sursă de raze X; aceste raze pot pătrunde prin fereastra F în intervalul dintre cele două armături.

Prin pulverizare, picăturile formate se încarcă cu sarcini electrice, astfel încît ele ajung încărcate electric între armăturile condensatorului. Condensatorul nefiind încărcat, datorită frecării cu aerul, picătura va atinge în scurt timp o viteză constantă, impusă de condiția

$$G = R, \tag{1.37}$$

unde G este greutatea picăturii și R forța de frecare cu aerul. Forța R este proporțională cu viteza v_1 dar opusă ei: $R = C \cdot v_1$ (unde C este constanta forței de frecare). Înlocuind expresia lui R în (1.37), obținem:

$$mg = Cv_1. \tag{1.38}$$

Dacă în timpul căderii picăturii se aplică un cîmp electric $\vec{E}$, picătura va avea o viteză v_2, mișcîndu-se fie în sus, fie în jos, în funcție de polaritatea armăturilor.

Să presupunem că picătura urcă; condiția de deplasare uniformă cu viteza constantă v_2, va fi (fig. 1.24):

$$F_e = R' + G \quad \text{sau} \quad qE = Cv_2 + mg \tag{1.39}$$

unde $R' = Cv_2$ este forța de frecare întîmpinată de picătură la urcare.

Fig. 1.24. Schema vectorială a forțelor în experiența lui Millikan.

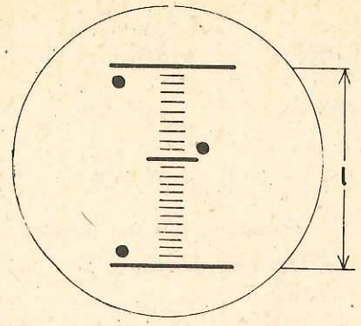


Fig. 1.25. Cîmpul microscopului M din figura 1.23.

Din relațiile (1.38) și (1.39) vom avea:

$$qE = C(v_1 + v_2) \quad \text{sau} \quad q\frac{U}{d} = C(v_1 + v_2). \tag{1.40}$$

În această ultimă relație U, d și C sînt cunoscute, iar v_1 și v_2 pot fi determinate experimental în modul următor: vizînd cu microscopul M (fig. 1.23) prevăzut cu două fire reticulare (fig. 1.25), se notează timpul de trecere (Δt) a unei picături între cele două fire. Vom avea astfel: $v = \frac{t}{\Delta t}$.

În experiență, sarcina picăturii se poate modifica de mai multe ori sub influența razelor X, prin efect fotoelectric, așadar se modifică în mod corespunzător și viteza v_2 a picăturii. Se constată că diferite valori ale vitezei v_2 a picăturii nu sînt distribuite întîmplător ci se grupează în jurul anumitor valori, multipli întregi ai valorii celei mai mici (fig. 1.26). Ținînd seama de relația (1.40), unde d, U și C sînt cunoscute, rezultă că sarcina q nu poate varia decît discret, ca un multiplu al unei sarcini elementare:

$$q = ne$$

unde:

$e = -1{,}6 \cdot 10^{-19}$ C, iar $n = 1, 2, 3 \ldots$

Se confirmă, așadar, prin experiment direct, existența sarcinii electrice elementare, cea mai mică sarcină existentă în natură. Presupunînd, con-

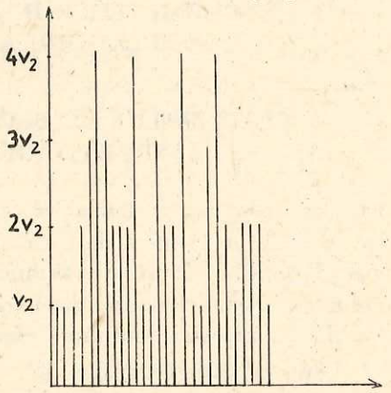


Fig. 1.26. Diagrama vitezelor picăturilor.

form supozițiilor lui Thomson, că particula încărcată negativ din radiațiile catodice are tocmai această sarcină elementară, masa ei va fi:

$$m_0 = \frac{q}{\left(\frac{q}{m_0}\right)} = \frac{-1{,}6 \cdot 10^{-19}\ \text{C}}{-1{,}76 \cdot 10^{11}\ \text{C/kg}} = 9{,}1 \cdot 10^{-31}\ \text{kg}.$$

Această particulă a fost denumită electron.

Din cele discutate pînă aici rezultă că electronul are următoarele caracteristici:

$$e = -1{,}6 \cdot 10^{-19}\ \text{C},$$

$$m_0 = 9{,}1 \cdot 10^{-31}\ \text{kg},$$

$$\frac{q}{m_0} = -1{,}76 \cdot 10^{11}\ \text{C/kg}.$$

Se cunosc azi o serie de fenomene care confirmă faptul că electronul este nelipsit din constituția substanței. Așa, de exemplu, în fenomenul de electrizare prin frecare se produce un transfer de electroni între cele două corpuri. Electronii sînt emiși la iradierea anumitor substanțe cu radiații ultraviolete (fenomen fotoelectric). De asemenea întîlnim emisie de electroni și la încălzirea unor substanțe (de ex. metale) pînă la incandescență (efectul emisiei termoelectronice).

Faptul că electronii pot fi emiși de diferite substanțe în diferite procese, l-a condus pe Thomson la ideea că atomii oricăror substanțe conțin electroni. Deci electronul este un constituent universal și fundamental al substanței.

3. FENOMENE FIZICE ÎN CARE SE MANIFESTĂ ASPECTUL ONDULATORIU AL MICROPARTICULELOR

3.1. IPOTEZA LUI DE BROGLIE ASUPRA PROPRIETĂȚILOR ONDULATORII ALE PARTICULELOR

Am văzut că pentru a da o explicație tuturor fenomenelor luminoase a trebuit, la un moment dat, să admitem caracterul dual ondulatoriu-corpuscular al luminii (Einstein). În anumite fenomene apare pregnant caracterul ondulatoriu (interferența, difracția, polarizarea), în altele, cel corpuscular (emisia și absorbția luminii, efectul fotoelectric, efectul Compton).

Louis de Broglie afirma în 1923: „Dacă în teoria luminii s-a neglijat aproape un secol aspectul corpuscular pentru a i se atașa în exclusivitate doar aspectul undă, oare nu s-a comis eroarea inversă în cazul substanței?

Nu s-a greșit oare neglijînd aspectul undă pentru a se considera doar aspectul corpuscular al substanței?"

Louis de Broglie susține că orice particulă în mișcare (electron, proton, atom etc.) are și o comportare ondulatorie. Legătura dintre lungimea de undă asociată λ și impulsul p al particulei este dată de relația:

$$\boxed{\lambda = \frac{h}{p} = \frac{h}{mv}} \qquad (1.41)$$

unde h este constanta lui Planck, p impulsul particulei, iar m și v masa respectiv viteza particulei. Relația (1.41) este cunoscută și sub numele de relația lui de Broglie.

Legătura dintre frecvența ν a undei asociate particulei și energia E a particulei este dată de relația:

$$E = h\nu. \qquad (1.42)$$

În relațiile (1.41) și (1.42) intră atît mărimi specifice corpusculilor (p și E) cît și mărimi caracteristice undelor (ν, λ).

3.2. DOVEZI EXPERIMENTALE. DIFRACȚIA ELECTRONILOR

Să considerăm una din particulele constituente ale atomului, electronul. Să calculăm lungimea de undă asociată lui. Dacă electronul este accelerat sub tensiunea U, viteza lui va fi:

$$v = \sqrt{\frac{2eU}{m}}. \qquad (1.43)$$

Introducînd (1.43) în (1.41), obținem:

$$\lambda = \frac{h}{\sqrt{2em}} \cdot \frac{1}{\sqrt{U}}. \qquad (1.44)$$

Ordinul de mărime al lungimii de undă asociate electronului este în acest caz (pentru o tensiune de accelerare de cîteva zeci de kV) acela întîlnit la radiațiile X. Caracterul ondulatoriu al razelor X a fost pus în evidență de Max von Laue (1912), prin difracția razelor X în cristale. (Lucru posibil, pentru că a fost îndeplinită condiția pentru punerea în evidență a fenomenului de difracție: distanța dintre planele reticulare ale cristalelor au ordinul de mărime al radiațiilor X mijlocii.)

În 1926 Elsasser a arătat că natura ondulatorie a particulelor de substanță (electroni) s-ar putea pune în evidență la fel ca în cazul razelor X, și anume trimițînd un fascicul de electroni pe un solid cristalin. În acest caz, atomii, dispuși în plane reticulare, joacă rolul unei rețele de difracție tridimensionale. Această idee permite explicarea rezultatelor obținute de Davisson și Germer (1927). În figura 1.27 este arătat dispozitivul experimental a lui Davisson și Germer. Un fascicul de electroni obținuți de la un

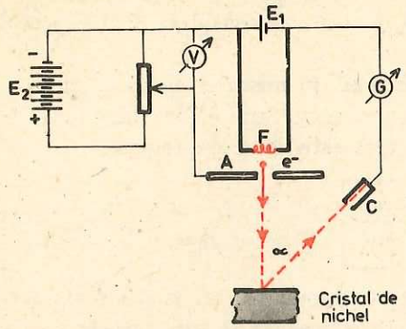


Fig. 1.27. Schema experienței Davisson și Germer: E_1 — sursa de încălzire a filamentului, E_2 — sursa de accelerare a electronilor, V — voltmetru, G — galvanometru, A — anod, C — cilindru Faraday, F — filament.

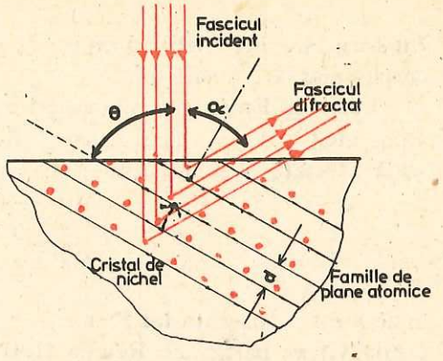


Fig. 1.28. Ilustrarea reflexiei electronilor pe plane cristalografice (atomice): d — distanța între plane cristalografice, θ — unghiul dintre direcția de incidență a electronilor și planul cristalografic.

tun electronic, accelerați sub tensiunea U, ies din tun cu energia cinetică eU. Fasciculul este îndreptat perpendicular pe suprafața unui monocristal de nichel. Monocristalul, datorită aranjării ordonate a atomilor, acționează ca o rețea de difracție cu distanțele dintre plane comparabile cu lungimea de undă a undelor asociate electronilor.

Fasciculul de electroni reflectat — prin difracție — sub un unghi (fig. 1.27) este captat de un cilindru Faraday (C), curentul de electroni fiind măsurat de un galvanometru (G).

S-a constatat astfel că pentru diverse unghiuri θ (fig. 1.28) se obțin maxime și minime de curent. Din punct de vedere ondulatoriu, existența maximelor de curent după anumite direcții se explică prin aceea că aceste direcții corespund unei intensități mai mari a undei asociate electronilor difractați. Din teoria difracției se știe că intensitatea maximă a undelor rezultate după interferență se obține dacă diferența de drum δ este un număr întreg de lungimi de undă, λ. Astfel:

$$\delta = 2d \sin\theta = n\lambda, \quad n = 1, 2, 3, \ldots \quad (1.45)$$

unde d este distanța interplanară (fig. 1.28).

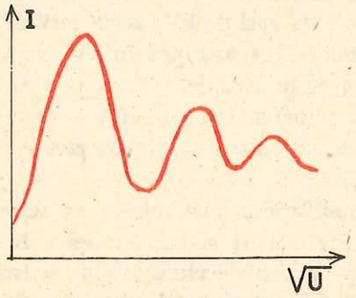


Fig. 1.29. Intensitatea I a curentului la colectorul C în funcție de viteza $v \approx \sqrt{U}$ a electronilor incidenți.

În experiența descrisă, putem modifica lungimea de undă variind tensiunea de accelerare. În acest caz, curentul înregistrat de galvanometru prezintă o serie de maxime pentru diferite valori ale tensiunii de accelerare (fig. 1.29).

De exemplu: pentru $\theta = 65°$, $d = 0{,}9$ Å și $n = 1$, din (1.45) se obține

$$\lambda = 2 \cdot 0{,}9 \sin 65° = 0{,}164 \text{ nm}.$$

Pe de altă parte, lungimea de undă calculată din relația lui de Broglie pentru $U = 54$ V, ne dă:

$$\lambda = \frac{h}{\sqrt{2emU}} = 0{,}164 \text{ nm}.$$

Așadar, o excelentă concordanță. Ulterior, experiențe similare au fost făcute și cu alte microparticule, ca protoni, neutroni, particule α etc.; în toate aceste cazuri relația lui de Broglie a fost verificată.

3.3. APLICAȚII. MICROSCOPUL ELECTRONIC

Comportarea ondulatorie a electronilor este exploatată într-un nou domeniu al științei, în optica electronică, principala concretizare fiind microscopul electronic.

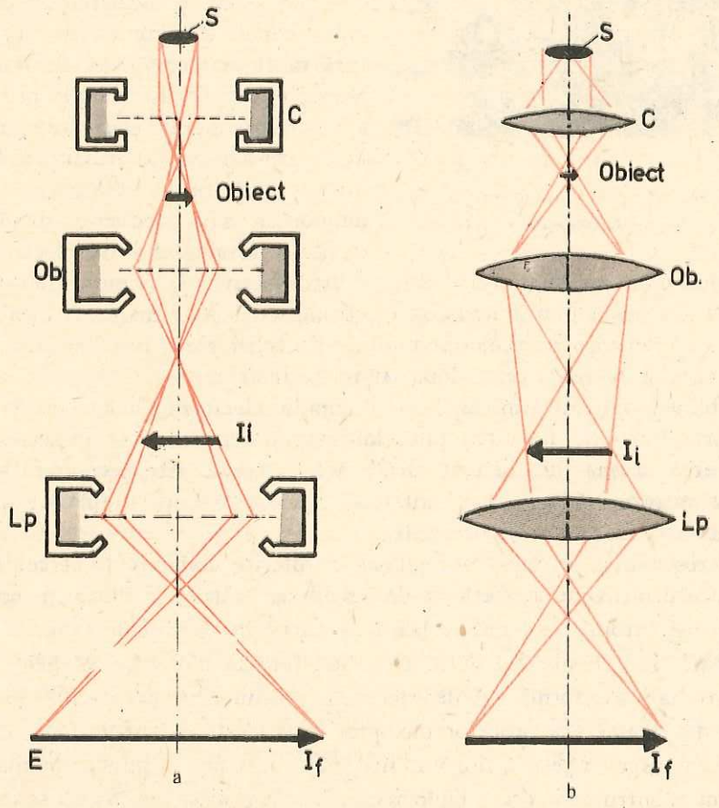


Fig. 1.30. Schema microscopului electronic (a) și a microscopului optic (b): S — sursă de electroni (a) și de lumină (b); C — condensator, Ob — obiectiv; I_i — imagine intermediară; L_p — lentilă de proiecție; I_f — imagine finală; E = ecran fluorescent.

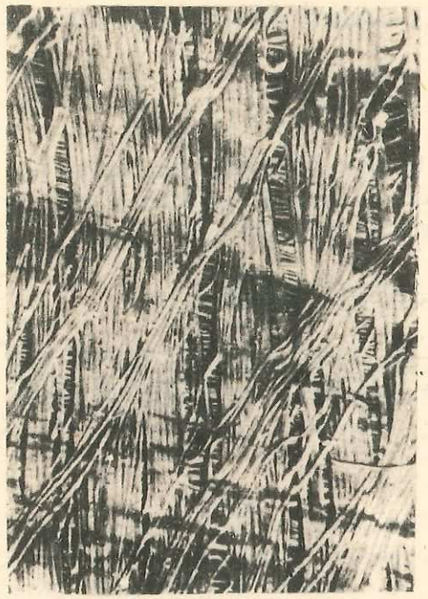


Fig. 1.31. Secțiune prin fibra nervoasă; imagine obținută cu microscopul electronic.

Microscopul electronic. Se știe că puterea separatoare a instrumentelor optice este invers proporțională cu lungimea de undă a radiației utilizate. Microscoapele optice nu ne vor putea da imagini clare ale unor obiecte cu dimensiuni mai mici de circa 0,15 μm. Puterea separatoare a putut fi sensibil mărită cu ajutorul microscopului electronic, deoarece lungimea de undă a undei asociate electronului este mult mai mică decît a radiațiilor vizibile sau ultraviolete utilizate de microscopul optic.

Din punct de vedere constructiv, microscopul electronic are o structură mult mai complexă decît microscopul optic. Totuși, părțile principale ale microscopului electronic îndeplinesc aceleași funcții ca și lentilele la microscopul optic. Ele sînt lentile magnetice sau electrice, după cum devierea fasciculului de electroni are loc într-un cîmp magnetic sau într-un cîmp electric. În figura 1.30, *a* este prezentată schema unui microscop electronic cu lentile magnetice, iar în figura 1.30, *b* schema unui microscop optic. În schemele date se poate observa mersul razelor în cazul celor două tipuri de instrumente.

Subliniem faptul că în cazul microscopului electronic, electronii, pe toată traiectoria lor — de la sursă pînă la imaginea finală — se deplasează în vid. Pentru ca imaginea „electronică" să fie vizibilă, este necesar ca aceasta să fie transformată într-una luminoasă. În acest scop, în planul imaginii finale se află un ecran fluorescent.

Microscopul electronic este folosit în diferite domenii de cercetare, dar una din utilizările curente este în domeniul cercetărilor medicale și biologice. Deoarece electronii au o putere mică de pătrundere, probele examinate sînt sub formă de pelicule foarte subțiri. Substanțele biologice, în general, nu pot fi studiate sub formă vie, deoarece la o tensiune curentă de 30—50 000 V, timpul de expunere a probelor biologice în vid este destul de lung, ceea ce duce la distrugerea țesuturilor vii. În 1962, a fost pus la punct un microscop electronic pentru cercetările biologice pe viu. La acest microscop se folosește o tensiune de 2 000 000 V, ceea ce conduce la micșorarea sensibilă a timpului de expunere și deci, la o absorbție mult mai mică a fasciculului de electroni în proba biologică.

Ulterior s-au construit și microscoape protonice și ionice care au condus la măriri de 10—15 ori mai mari decît cele obținute cu microscopul electronic. Cu ajutorul microscopului ionic s-au obținut fotografii clare ale pozițiilor atomilor în rețeaua cristalină. În figura 1.31 este prezentată o fotografie a unei fibre nervoase.

3.4. INTERPRETAREA STATISTICĂ A DUALISMULUI UNDĂ-CORPUSCUL

În capitolul de optică am studiat fenomenele de interferență, fenomene care pun în evidență caracterul de undă al luminii.

Pe de altă parte, am văzut în paragraful 1.1 că pentru a explica efectul fotoelectric sau efectul Compton sîntem obligați să admitem că interacțiunea dintre lumină și substanță are loc prin acte elementare de ciocnire a fotonilor cu electronii.

Acestora trebuie să le atribuim o energie și un impuls legate de frecvență și lungime de undă prin relațiile (1.2) și (1.7).

Lumina nu este nici undă nici corpuscul în sensul înțelegerii clasice, ci este unitatea dialectică a acestor două aspecte în înțelegerea lor nouă, dată de mecanica cuantică.

Pentru a uni cele două aspecte ale comportării luminii, trebuie să introducem o interpretare statistică a intensității luminoase.

Statistica se ocupă cu studiul *evenimentelor aleatoare.* Un eveniment aleator este un eveniment care apare sau nu apare într-o experiență. Aceasta se întîmplă ori de cîte ori există factori a căror influență nu o putem aprecia. Pentru un număr mare, de experiențe n, în care evenimentul apare de m ori, *probabilitatea* de apariție a evenimentului poate fi socotită egală cu *frecvența de apariție*, adică raportul m/n.

Dacă în cazul mai multor măsurători efectuate în aceleași condiții, o variabilă ia valori diferite, apariția fiecărei valori fiind un fenomen aleator, această *variabilă* se numește *aleatoare.* Fiecare valoare apare cu o anumită probabilitate. O variabilă aleatoare este caracterizată prin *valoarea medie.* Valorile pe care le ia variabila pentru fiecare măsurătoare sînt diferite de valoarea medie. Abaterile valorilor individuale de la valoarea medie le vom numi *fluctuații statistice.* O măsură a deviației valorii variabilei aleatoare de la valoarea medie este *dispersia* sau *abaterea medie pătratică.*

În cazul undelor, intensitatea luminoasă este raportul dintre puterea undei, transferată printr-o arie elementară orientată normal pe direcția de propagare și mărimea acestei arii.

În cazul interpretării fotonice, Einstein a definit intensitatea luminoasă ca fiind produsul între energia $h\nu$ a fiecărui foton și numărul mediu de fotoni ce traversează în unitatea de timp unitatea de suprafață perpen-

diculară pe direcția lor de mișcare. Numărul de fotoni este o variabilă aleatoare.

În felul acesta intensitatea luminoasă este și ea o variabilă aleatoare pentru care se poate calcula o valoare medie și care fluctuează în jurul acestei valori medii.

Dacă interpretarea este corectă, atunci ar trebui să se observe aceste fluctuații. Într-adevăr, S. I. Vavilov a pus în evidență experimental fluctuații ale intensității luminoase în spectrul vizibil.

Să examinăm în continuare comportarea microparticulelor cu masă de repaus diferită de zero. Experiențele care au pus în evidență difracția electronilor pe rețele cristaline au confirmat ipoteza lui de Broglie: particulelor li se asociază o undă a cărei lungime de undă este legată de impuls prin relația $\lambda = h/p$. Deci dualismul corpuscul-undă este un fenomen universal, valabil atît în cazul microparticulelor cu masă de repaus zero (fotonii) cît și în cazul microparticulelor cu masă de repaus diferită de zero (electronii, protonii, neutronii etc.); toate microparticulele se manifestă ca unde în fenomene de interferență, sau ca particule localizate în cazul interacțiunilor individuale.

Trebuie precizat că fenomenul de interferență observat cu microparticule nu este rezultatul interferenței undelor asociate a două particule diferite; interferența are loc între părți ale undei asociate unei singure microparticule împrăștiată pe plane diferite ale rețelei cristaline. Pentru a dovedi aceasta s-au făcut experiențe cu fascicule de electroni de intensitate atît de mică încît electronii interacționau cu cristalul pe rînd, unul cîte unul. Se obținea aceeași figură de difracție dacă se înregistra un număr suficient de mare de electroni. Electronul este înregistrat prin interacțiuni individuale cu detectorul, deci ca o singură particulă. Figura de interferență va apărea numai după înregistrarea unui număr mare de electroni. Deși aceștia trec unul cîte unul prin cristal, ei sînt dirijați în număr mare în zonele în care este îndeplinită condiția de obținere a maximelor de interferență și în număr foarte mic sau deloc în zonele de obținere a minimelor de interferență.

Unda asociată microparticulelor va defini probabilitatea de localizare a particulei în spațiu la un moment dat. Dacă amplitudinea undei asociate este nulă într-o anumită regiune din spațiu, aceasta înseamnă că probabilitatea de a găsi acolo particula este nulă.

Trebuie să subliniem faptul că „localizarea spațială" a unei microparticule este complet diferită de cea a unei particule clasice. Să repetăm o experiență mintală propusă de Bohr: încercăm să fixăm cu precizie cît mai bună poziția unui electron (fig. 1.32). Alegem pentru determinarea poziției electronului un microscop cu deschiderea unghiulară $2u$.

Pentru a găsi poziția electronului trebuie să-l luminăm. Lumina cu lungimea de undă λ_0 se împrăștie pe electron (efect Compton) și intră în

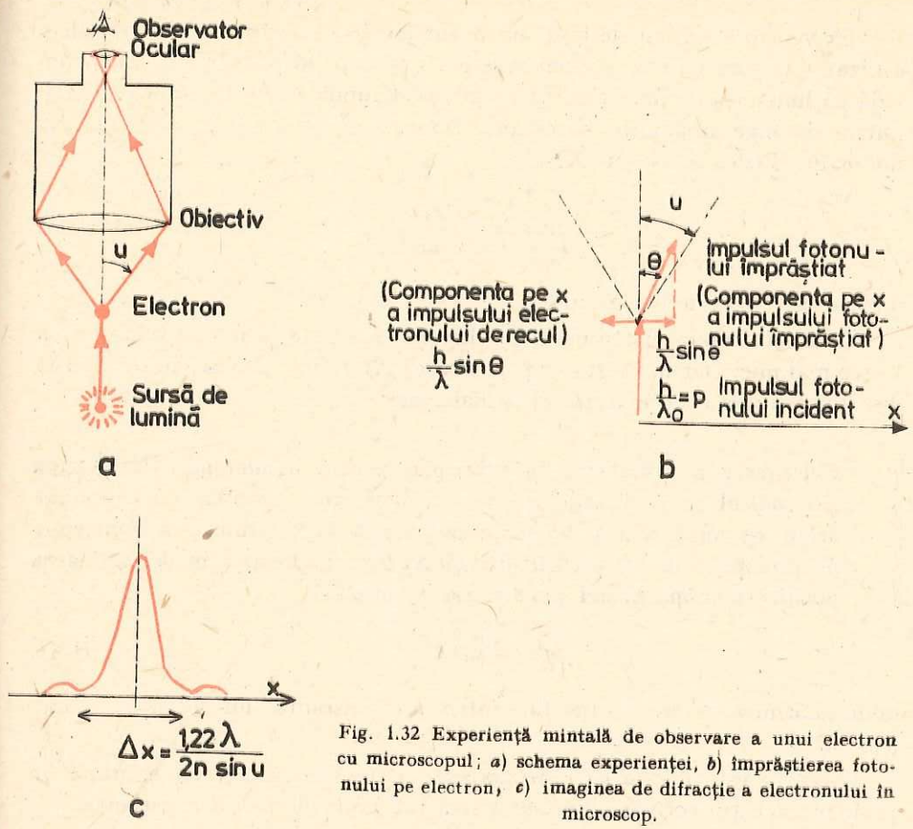


Fig. 1.32 Experiență mintală de observare a unui electron cu microscopul; *a*) schema experienței, *b*) împrăștierea fotonului pe electron, *c*) imaginea de difracție a electronului în microscop.

obiectivul microscopului dacă unghiul de împrăștiere este cuprins între $-u$ și $+u$.

În procesul de împrăștiere, fotonul poate fi deviat cu diferite probabilități sub orice unghi. Electronul primește în procesul de împrăștiere un impuls. Proiecția impulsului electronului pe axa x va fi $\frac{h}{\lambda}\sin\theta$ (λ e lungimea de undă a fotonului împrăștiat, θ e unghiul de împrăștiere a fotonului, h e constanta lui Planck).

Cum θ poate lua orice valoare între $-u$ și $+u$, atunci și impulsul electronului pe direcția x poate fi modificat între limitele $-\frac{h}{\lambda}\sin u$ și $+\frac{h}{\lambda}\sin u$, deci are o împrăștiere de $\Delta p_x = \frac{2h}{\lambda}\sin u$. Așadar, însuși actul de măsurare a poziției „de localizare" modifică necontrolabil mișcarea ulterioară a electronului.

Să vedem acum cît de bine am putut localiza electronul prin procedeul utilizat. Ştim că puterea de separare a microscopului este invers proporţională cu lungimea de undă: cu cît lungimea de undă λ este mai mică, cu atît putem distinge amănunte la distanţe Δx mai mici (§ 4.10.8, pag. 170 din manualul Fizica clasa a XI-a).

$$\Delta x = \frac{1{,}22\lambda}{2n \sin u}, \tag{1.46}$$

unde n este indicele de refracţie.

Deci localizarea electronului pe direcţia x este cu atît mai bună cu cît λ este mai mic. Dar în acest caz perturbarea Δp_x a impulsului său pe această direcţie prin actul de măsură va fi mai mare.

Heisenberg a arătat că, în principiu, pentru o microparticulă poziţia şi impulsul pe o direcţie nu se pot determina simultan cu o precizie oricît de bună. Dacă Δp_x este imprecizia în determinarea impulsului pe direcţia x a microparticulei şi Δx este imprecizia în determinarea poziţiei microparticulei pe direcţia x, atunci

$$\Delta p_x \cdot \Delta x \geqslant \hbar \tag{1.47}$$

unde mărimea $\hbar$ este raportul între h, constanta lui Planck şi 2π, ($\hbar = h/2\pi$).

Aceasta este *relaţia de nedeterminare a lui Heisenberg*. Ea exprimă un principiu a cărui corectitudine nu a fost infirmată de nici o experienţă.

De exemplu, în experienţa mintală descrisă mai sus, folosind expresia (1.46), obţinem:

$$\Delta p_x \cdot \Delta x = \frac{2h}{\lambda} \sin u \cdot \frac{1{,}22\lambda}{2n \sin u} = \frac{1{,}22h}{n}.$$

Luînd $n = 1$ (vid), obţinem:

$$\Delta p_x \cdot \Delta x = 1{,}22\, h,$$

adică o valoare mai mare decît $\hbar$, aşa cum cere relaţia de nedeterminare (1.47).

Relaţia de nedeterminare introduce o diferenţă esenţială între comportarea microparticulelor şi a particulelor „clasice". În mecanica clasică putem determina în acelaşi timp şi poziţia şi impulsul unei particule cu o precizie oricît de bună. Mecanica clasică rămîne corectă pentru obiecte macroscopice pentru care lungimea de undă asociată este foarte mică şi proprietăţile ondulatorii ale acestor obiecte nu se manifestă.

Probleme rezolvate

1. Să se stabilească expresia lungimii de undă a undei asociate (de Broglie) în cazul în care particula cu masă de repaus m_0 se mişcă cu viteze relativiste.

Rezolvare

$$\lambda = \frac{h}{p}$$

$$p = mv = \frac{m_0}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} v$$

$$\lambda = \frac{h}{m_0 v} \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}.$$

2. Să se găsească expresia lungimii de undă a undei asociate în funcţie de factorul relativist $\gamma = m/m_0$.

Rezolvare

$$\lambda = \frac{h}{p} = \frac{h}{mv} = \frac{h}{m_0 \gamma v}.$$

Să exprimăm viteza v prin factorul relativist γ.

$$\gamma = \frac{m}{m_0} = \frac{1}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}$$

$$\gamma^2 = \frac{c^2}{c^2 - v^2},$$

de unde

$$v = c \sqrt{1 - \frac{1}{\gamma^2}}.$$

Înlocuind v în expresia lungimii de undă găsim:

$$\lambda = \frac{h}{m_0 c \sqrt{\gamma^2 - 1}}.$$

3. O particulă cu masa de repaus m_0 şi sarcina q este accelerată, pornind din repaus, de tensiunea electrică U. Să se stabilească expresia lungimii de undă de Broglie în funcţie de tensiunea U, dacă particula are o mişcare relativistă.

Rezolvare

Putem scrie $$\gamma = \frac{m}{m_0} = \frac{mc^2}{m_0 c^2}.$$

Ţinînd seama că energia totală mc^2 a particulei este suma energiei de repaus m_0c^2 şi a energiei cinetice, qU, vom scrie:

$$mc^2 = m_0c^2 + qU.$$

Factorul γ va fi, în acest caz:

$$\gamma = 1 + \frac{qU}{m_0c^2}.$$

Înlocuind această expresie în relația relativistă pentru λ stabilită în problema precedentă vom obține:

$$\lambda = \frac{h}{m_0 c \sqrt{(\gamma - 1)(\gamma + 1)}} = \frac{h}{m_0 c \sqrt{\frac{qU}{m_0 c^2}\left(\frac{qU}{m_0 c^2} + 2\right)}}$$

sau

$$\lambda = \frac{h}{m_0 c \sqrt{\frac{2qU}{m_0 c^2}\left(\frac{qU}{2m_0 c^2} + 1\right)}}.$$

Evident, pentru tensiuni mici, primul termen din paranteză devine neglijabil față de unitate și se obține expresia nerelativistă, cunoscută:

$$\lambda = \frac{h}{\sqrt{2m_0 qU}}.$$

Expresia relativistă pentru λ (pentru electroni) se mai poate scrie:

$$\lambda = \frac{12{,}27 \cdot 10^{-10}}{\sqrt{U(0{,}987 \cdot 10^{-6} U + 2)}}.$$

4. Să se arate că unda asociată unei particule relativiste cu masa de repaus m_0 și energia cinetică E_c are lungimea de undă:

$$\lambda = \frac{h}{\sqrt{2m_0}} \frac{1}{\sqrt{E_c\left(\frac{E_c}{2m_0 c^2} + 1\right)}}.$$

Rezolvare

În expresia energiei totale

$$E_{tot}^2 = \frac{m_0^2 \cdot c^4}{1 - \frac{v^2}{c^2}},$$

se introduce v^2 din expresia relativistă a impulsului

$$p^2 = \frac{m_0^2 v^2}{1 - \frac{v^2}{c^2}}.$$

Se găsește:

$$E_{tot}^2 = p^2 c^2 + m_0^2 c^4,$$

sau:

$$(m_0 c^2 + E_c)^2 = p^2 c^2 + m_0^2 c^4.$$

După efectuarea pătratului parantezei și a simplificărilor, se obține:

$$p = \frac{1}{c}\sqrt{E_c(E_c + 2m_0 c^2)}.$$

Înlocuind în expresia lungimii de undă asociate, vom obține:

$$\lambda = \frac{h}{p} = \frac{hc}{\sqrt{E_c(E_c + 2m_0 c^2)}},$$

sau:

$$\lambda = \frac{h}{\sqrt{2m_0}} \frac{1}{\sqrt{E_c\left(\frac{E_c}{2m_0 c^2} + 1\right)}}.$$

Probleme

1. Este posibilă pentru două metale diferite reprezentarea grafică din figura 1.33?

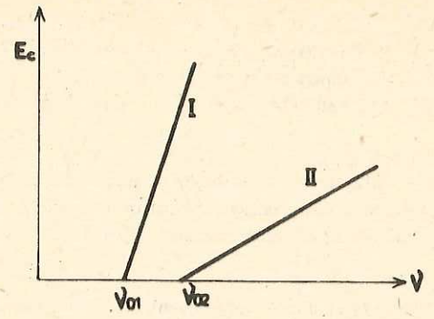


Fig. 1.33

2 Imaginați schema unui releu fotoelectric pentru deschiderea unei uși.

3. Dacă sodiul ($L = 2{,}3$ eV) este iluminat cu lumină portocalie cu $\lambda = 680$ nm prezintă efect fotoelectric?

4. Pe o suprafață de aluminiu ($L = 1{,}2$ eV) cade un fascicul de lumină cu lungimea de undă de 200 nm.

a) Care este energia cinetică a celui mai rapid electron extras?

b) Care este tensiunea de stopare?

c) Care este lungimea de undă de prag pentru aluminiu?

R: a) $3{,}2 \cdot 10^{-19}$ J; b) 2 V; c) 300 nm.

5. Pe o celulă fotoelectrică ajunge un fascicul cu lungimea de undă $\lambda_1 = 350$ nm. Celulei i se aplică o tensiune de frînare care stopează total fotoelectronii extrași. Se trimite apoi pe aceeași celulă o radiație cu lungimea de undă $\lambda_2 = 300$ nm și se constată că tensiunea de frînare totală este cu 0,6 V mai mare decît în primul caz. Să se calculeze sarcina electronului.

6. Un foton cu lungimea de undă $\lambda = 232$ nm eliberează un fotoelectron de pe suprafața unui electrod de platină ($L = 5{,}29$ eV). Să se calculeze impulsul transmis electrodului, dacă electronul este expulzat după direcția de mișcare a fotonului, dar în sens contrar (vezi problema rezolvată).

R: $1{,}31 \cdot 10^{-25}$ kg m/s.

7. Arătați că efectul fotoelectric nu poate să apară pentru electroni complet liberi. (Indicație: aplicați legile de conservare a energiei și a impulsului.)

8. Să se compare modificările Compton maxime ale lungimii de undă în cazul împrăștierii fotonilor pe electroni liberi și pe protoni.

R: $\Delta\lambda_{max}(e) = 4{,}8235$ pm; $\Delta\lambda_{max}(\mathrm{H}) = 2{,}6409$ fm.

9. Suprafața unui catod este iluminată cu un fascicul monocromatic $\lambda = 500$ nm, emițîndu-se electroni cu viteza de $5 \cdot 10^5$ m $\cdot$ s^{-1}. Care este energia de extracție?

R: 1,76 eV.

10. Un foton de raze X cu energia de 50 keV suferă o ciocnire directă cu un electron în repaus și este împrăștiat sub un unghi de 180°.

a) Care este variația lungimii de undă? Ce variație relativă reprezintă aceasta?

b) Ce energie va pierde fotonul?

R: a) 4,852 pm; 0,2 sau 20%; b) ≈ 8 keV.

11. Un foton cu energia 10^4 eV se ciocnește cu un electron liber care se găsește în repaus și este împrăștiat sub un unghi de 60°. Se cere:

a) modificarea energiei, frecvenței și lungimii de undă pentru foton;

b)* energia cinetică și direcția electronului Compton.

R: a) 97 eV; $2{,}34 \cdot 10^{16}$ Hz; $1{,}21 \cdot 10^{-12}$ m; b) 97 eV; $\varphi = 59{,}6°$.

12. În urma împrăștierii unui foton cu energia inițială de 0,8 MeV pe un electron liber în repaus, s-a observat că lungimea de undă a fotonului este egală cu lungimea de undă Compton. Să se calculeze unghiul sub care a fost împrăștiat fotonul.

R: 50°.

13. Un foton cu frecvența $\nu_0 = 10^{20}$ Hz interacționează prin efect Compton cu un electron aflat inițial în repaus, modificîndu-și frecvența la $\nu = 10^{19}$ Hz și fiind deviat cu $\theta = 30°$. Se cer:

a) energia captată de electron;

b) * unghiul sub care se deplasează electronul față de direcția inițială a fotonului.

R: a) 0,373 MeV; b) $\operatorname{tg} \varphi = 0{,}0547$; $\varphi = 3{,}13°$.

14.* Lungimea de undă a fotonului inițial este de 0,5 Å. Ce energie capătă electronul de recul în cazul împrăștierii fotonului sub unghiurile de: 60°, 90° și 180°?

R: 120 keV; 185 keV; 256 keV.

15. Ce proprietăți ale razelor catodice constituie argumente în favoarea corpuscularității lor?

16. Prin ce se deosebesc și prin ce se aseamănă razele catodice și razele canal?

17. Calculați numărul de sarcini electrice elementare ce străbat canalul unui trăsnet de 50 kA ce durează $3 \cdot 10^{-7}$ s.

R: $\approx 9 \cdot 10^{16}$ sarcini electrice elementare.

18. Atunci cînd vă „curentează" o îmbrăcăminte din plastic, înseamnă că a trecut prin dumneavoastră un curent de aproximativ 50 mA în 10^{-4} s. Cîte sarcini electrice elementare a cuprins acel impuls de curent?

R: $\approx 3 \cdot 10^{13}$ sarcini elementare.

19. Mersul pe un covor de lînă, într-o zi uscată, poate încărca un om la un potențial ce poate ajunge pînă la 10 kV. Capacitatea electrică a omului fiind de aproximativ 15 pF, să se afle numărul de sarcini electrice elementare acumulate.

R: $\approx 9 \cdot 10^{11}$ sarcini elementare.

20. Într-un tub de raze catodice (tub Crookes) se obține un fascicul de electroni cu o viteză $v = 4 \cdot 10^7$ m/s, constituind un curent cu intensitatea de 10^{-3} A.

a) Care este energia cinetică a unui electron din fascicul?

b) Care este diferența de potențial între electrozii tubului?

c) Fasciculul de electroni cade integral pe o plăcuță de platină de masă $m = 50$ g. Considerînd că întreaga energie cinetică a electronilor este absorbită de plăcuță sub formă de căldură, să se afle cu cîte grade se ridică temperatura plăcuței într-un minut? Căldura specifică a platinei este $c = 147 \dfrac{\text{J}}{\text{kg K}}$.

d) Fasciculul de electroni ce pleacă de la catod traversează, în vid, cîmpul electric al unui condensator plan, ale cărui armături au lungimea $l = 5$ cm și sînt depărtate una de cealaltă cu $d = 2$ cm. Direcția inițială a fasciculului este perpendiculară pe cîmpul electric dintre armăturile condensatorului. Se stabilește între armături o diferență de potențial $U = 500$ V. Să se studieze traiectoria electronului în cîmp și să se calculeze deviația fasciculului la ieșirea din condensator.

R: a) $E_c = 7{,}2 \cdot 10^{-16}$ J; b) $U = 4\,550$ V; c) 36,7; d) traiectoria descrisă este un arc de parabolă; $\Delta y = 3{,}5 \cdot 10^{-3}$ m.

21. Dacă un ion nu este deviat la trecerea printr-o regiune dată din spațiu, putem spune cu siguranță că în acea regiune nu există cîmp magnetic?

22. Dacă un ion în mișcare este deviat lateral la trecerea printr-o regiune din spațiu, putem fi siguri că în acea regiune există cîmp magnetic?

23. Un electron cu o energie cinetică de 10 eV se rotește într-un plan, perpendicular pe un cîmp magnetic uniform de inducție $B = 10^{-4}$ T.

a) Care este diferența de potențial sub care a fost accelerat electronul?

b) Care este raza traiectoriei descrise de electron în cîmp?

c) Care este frecvența și perioada mișcării circulare efectuate de electron în cîmp?

d) Care este sensul de parcurgere a traiectoriei?

R: a) $U = 10$ V; b) $r = 10{,}6$ cm; c) $\nu = 2{,}8 \cdot 10^6$ s^{-1}, $T = 3{,}6 \cdot 10^{-7}$ s,

24. Un fascicul de electroni, accelerat într-un cîmp electrostatic de o diferență de potențial de 2,88 kV pătrunde într-un cîmp magnetic omogen, perpendicular pe liniile de cîmp, cá în figura 1.34. Lărgimea zonei în care acționează cîmpul magnetic omogen este $l = 10\sqrt{11}$ cm, iar la o distanță $L = 25$ cm de la ieșirea din cîmpul magnetic, fasciculul lovește un ecran fluorescent pe care apare un spot luminos. Inducția cîmpului magnetic este $B = 3 \cdot 10^{-4}$ T. Să se afle:

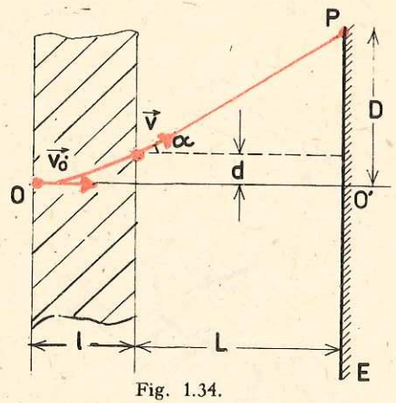


Fig. 1.34.

a) sensul vectorului $\vec{B}$ pentru ca deviația să fie cea din figură;

b) viteza v_0 cu care electronii intră în cîmpul magnetic;

c) raza traiectoriei descrise de fascicul în cîmpul magnetic;

d) deviația d a fasciculului sub acțiunea cîmpului magnetic, precum și unghiul α făcut de fascicul la ieșirea din cîmpul magnetic față de poziția sa inițială;

e) distanța D între poziția deplasată a spotului pe ecran și poziția sa în absența cîmpului magnetic. Sarcina și masa electronului sînt $e = -1{,}6 \cdot 10^{-19}$ C și $m = 9 \cdot 10^{-31}$ kg.

R: a) vectorul B dirijat spre observator; b) $v_0 = 32 \cdot 10^6$ m/s;

c) $r = 0{,}6$ m; d) $d = 0{,}1$ m, $\alpha \approx 33°$; e) $D \approx 0{,}265$ m.

25. Care este rolul razelor X în experiența Millikan?

26. O picătură de ulei, electrizată, avînd masa $m = 10^{-14}$ kg, se află între armăturile unui condensator plan, plasate orizontal la o distanță $d = 1$ cm una de alta. În lipsa cîmpului electric, picătura, sub efectul greutății sale și datorită frecării cu aerul, atinge

* Problemele cu asterisc se referă la textul facultativ.

o viteză limită $v_1 = 0{,}2$ mm/s. Aplicînd o tensiune $U = 490$ V între armăturile condensatorului, viteza limită cu care cade picătura devine $v_2 = 0{,}12$ mm/s. Să se afle:

a) sarcina electrică q a picăturii de ulei, exprimată în sarcini electrice elementare;

b) viteza limită v_3 a picăturii dacă se inversează polaritatea tensiunii aplicate;

c) valoarea tensiunii U' și polaritatea tensiunii aplicate condensatorului care menține în repaus picătura între armăturile condensatorului. Se consideră forța de frecare cu aerul proporțională cu viteza picăturii și se neglijează efectul forței arhimedice. Se va lua $g = 9{,}8$ m/s^2.

R: a) $q = 8 \cdot 10^{-19}$ C $= 5e$; b) $v_3 = 2v_1 - v_2 = 0{,}28$ mm/s; c) $U' = 1\,225$ V.

27. La un electromagnet de construcție specială există o regiune în care pe axa Ox apare o limită de demarcație între două zone în care cîmpul magnetic are, respectiv, valorile B și $2B$. Perpendicular pe cîmpul $\vec{B}$ și la limita celor două zone (fig. 1.35) intră un electron (m, e) cu viteza v_0. Traiectoria electronului constă în semicercuri de rază a, respectiv, semicercuri de rază $a/2$. Care este viteza electronului în lungul axei Oy?

R: $v_y = \dfrac{2}{3\pi} v_0$, unde $v_0 = \dfrac{eBa}{m}$.

28. Calculați lungimea de undă a undei asociate (de Broglie) pentru un electron și pentru un proton în cazul în care ei străbat o diferență de potențial de 400 V ($m_e = 0{,}91 \cdot 10^{-30}$ kg, $m_p = 1{,}67 \cdot 10^{-27}$ kg, $e = 1{,}6 \cdot 10^{-19}$ C, $h = 6{,}626 \cdot 10^{-34}$ J. s).

R: $\lambda_e = \dfrac{h}{\sqrt{2em_e}} \cdot \dfrac{1}{\sqrt{U}} = 61{,}3$ pm, $\lambda_p = \dfrac{h}{\sqrt{2em_p}} \cdot \dfrac{1}{\sqrt{U}} = 1{,}43$ pm.

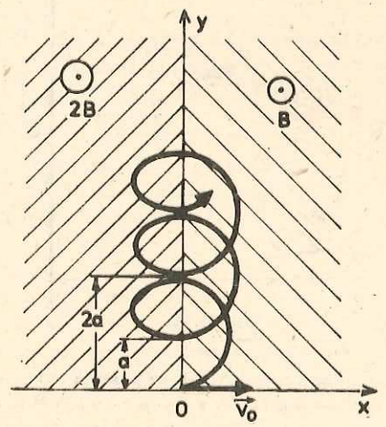


Fig. 1.35

29. Un electron este accelerat, plecînd din repaus, de tensiunea $U = 100$ V. Să se calculeze lungimea de undă de Broglie folosind atît expresia nerelativistă (λ_0), cît și cea relativistă (λ). Care este eroarea relativă $\Delta\lambda/\lambda$ (unde $\Delta\lambda = \lambda_0 - \lambda$)? Care va fi eroarea relativă de calcul dacă electronul este accelerat de 100 000 V?

R: $\lambda_0 = \dfrac{12{,}27 \cdot 10^{-10}}{\sqrt{U}} = 1{,}227 \cdot 10^{-10}$ m

$$\lambda = \frac{12{,}27 \cdot 10^{-10}}{\sqrt{U(0{,}987 \cdot 10^{-6} U + 1)}} = \frac{1{,}227 \cdot 10^{-10}}{1{,}00005} \text{ m}$$

$$\frac{\Delta\lambda}{\lambda} = \sqrt{0{,}987 \cdot 10^{-6} U + 1} - 1 \simeq 5 \cdot 10^{-5} = 0{,}005\ \%$$

$$\frac{\Delta\lambda}{\lambda} = 4{,}8 \cdot 10^{-2} = 4{,}8\%.$$

30. Să se calculeze raportul lungimilor de undă λ_1/λ_2 ale undelor asociate particulelor nerelativiste cu masele m_1 și m_2 dacă ele au aceeași energie cinetică (nu aceeași viteză!).

R: $\dfrac{\lambda_1}{\lambda_2} = \sqrt{\dfrac{m_2}{m_1}}$.

II. FIZICA ATOMULUI

1. SPECTRE ATOMICE. SERII SPECTRALE. ANALIZĂ SPECTRALĂ

Spectroscopul. Construcția și folosirea spectroscopului se bazează pe fenomenul de dispersie a luminii, studiat în clasa a XI-a. În figura 2.1 este dată o vedere de sus a principalelor componente ale spectroscopului cu prismă. Sursa spectrală ce urmează a fi analizată luminează fanta F situată în planul focal al lentilei colimatorului. *Colimatorul* transformă deci fasciculul luminos divergent provenit de la fantă într-un fascicul paralel. După refracția prin prismă, lumina intră în luneta cu ajutorul căreia observatorul privește imaginea fantei colimatorului. Dacă lumina este monocromatică (obținută prin așezarea unui filtru monocromatic între sursă și fantă), observatorul va vedea o singură imagine: un segment de dreaptă colorat numit *linie spectrală*. Pentru localizarea ei în cîmpul lunetei, spectroscopul este

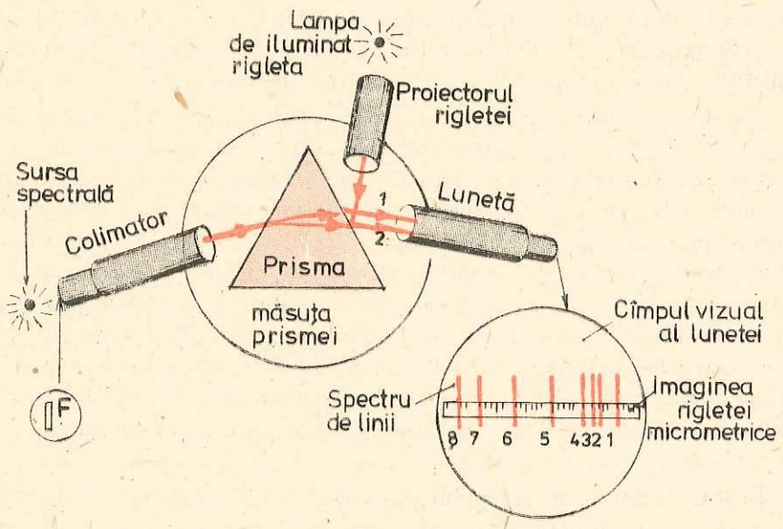


Fig. 2.1. Componentele principale ale spectroscopului, văzut de sus. S-a figurat mersul razelor numai pentru două radiații monocromatice (1, 2) din cele 8 care apar în cîmpul vizual al lunetei.

prevăzut cu o rigletă (diviziuni trasate pe o placă transparentă) la capătul unui tub proiector (vezi figura); luminînd rigleta, va apărea în cîmpul lunetei imaginea ei, simultan cu imaginea fantei F.

Dacă în locul lunetei, aparatul spectral are un sistem optic ce formează imaginea reală a fantei pe o placă fotografică, el se numeşte *spectrograf*. În afară de emulsia fotografică se mai folosesc şi alte tipuri de receptori, cum ar fi celula fotoelectrică sau fotomultiplicatorul. Atît spectroscoapele cît şi spectrografele folosesc ca sistem dispersiv fie prisma, ca mai sus, fie o reţea de difracţie.

Pentru domeniul vizibil, aparatele spectrale au prismele şi lentilele din sticlă. Pentru ultraviolet, mediile transparente sînt din cuarţ, iar pentru infraroşu — din materiale transparente la astfel de radiaţii, cum este monocristalul din clorură de sodiu.

Clasificarea spectrelor. Dacă fanta este iluminată de radiaţiile unui tub cu descărcare în gaz rarefiat, apar mai multe imagini ale fantei, separate între ele şi avînd culori diferite. Ele formează un *spectru de linii*, cum se vede în desenul mărit al cîmpului lunetei din figura 2.1. S-a constatat că fiecare element chimic emite spectrul său caracteristic. Analizînd deci spectrul emis de o sursă spectrală, putem afla compoziţia chimică a sursei. Gazele incandescente formate din atomi (gaze atomice) emit totdeauna spectre de linii. Etalonîndu-se în lungimi de undă scala rigletei a cărei imagine apare în cîmpul lunetei simultan cu spectrul, se poate măsura direct lungimea de undă a fiecărei linii spectrale. S-a putut stabili de exemplu că atomul de sodiu (Na) emite două radiaţii galbene foarte apropiate, cu lungimile de undă $\lambda_1 = 589$ nm şi $\lambda_2 = 589{,}6$ nm, în timp ce în spectru mercurului (Hg) se pot identifica uşor 7 linii spectrale, iar în spectrul neonului 20.

Gazele moleculare (H_2, O_2, N_2) emit *spectre de bandă* care constau în grupări de linii foarte apropiate între ele, încît, uneori nici nu mai pot fi percepute ca linii separate. Aceste grupări se numesc *benzi spectrale*. Corpurile solide şi lichide aduse la incandescenţă emit un *spectru continuu*, adică o succesiune continuă de culori: roşu, portocaliu, galben, verde, albastru, indigo şi violet, fără intervale întunecate. Filamentul incandescent al becului electric, metalul topit în cuptoarele din metalurgie, cărbunele aprins emit spectre continue (spectrul 1, planşa I). Spectrul continuu este acelaşi pentru toate corpurile incandescente solide sau lichide, indiferent de compoziţia chimică a lor, în timp ce spectrele de linii (spectrele 2—5, planşa I) sau de bandă (spectrul 6, planşa I) se deosebesc după natura atomului sau moleculei emiţătoare.

În faţa fantei spectroscopului să aşezăm flacăra unui bec Bunsen. Prin lunetă se va vedea un spectru slab, aproape continuu, dat de multitudinea de linii şi benzi ale moleculelor gazului ce arde în flacără. Să introducem în flacără un tampon îmbibat cu clorură de sodiu (sare de bucătărie). Flacăra se va colora brusc într-o pronunţată culoare galben-portocalie, iar în

cîmpul lunetei vor apărea, peste spectrul flăcării, cele două linii galbene, foarte apropiate, ale atomului de sodiu, amintite mai sus. Sodiul în stare atomică provine din disocierea moleculei de NaCl pe seama energiei de agitaţie termică din flacără. Prin analiză spectrală se poate deci afla dacă în flacără există atomi de sodiu.

Punînd în faţa fantei un tub cu descărcare în vapori de mercur, se va obţine spectrul atomului de mercur. Tot astfel se pot observa spectrele atomilor de hidrogen, heliu, neon sau alte elemente folosind, pe rînd, tuburi de descărcare care conţin astfel de gaze.

Măsurîndu-se lungimile de undă λ ale liniilor spectrale, s-au putut determina frecvenţele $h\nu = hc/\lambda$ ale fotonilor corespunzători fiecărei radiaţii monocromatice. Cum radiaţiile sînt emise prin dezexcitarea atomilor de pe nivelele electronice excitate, metoda spectrală poate pune în evidenţă existenţa acestor nivele. Ea permite şi calcularea acestor nivele, cu o precizie mai mare decît prin metoda electrică utilizată la experienţa Franck şi Hertz (v. § 2.5, pag. 66).

Spectrele de linii, de bandă sau continue discutate pînă acum sînt *spectre de emisie. Spectrele de emisie caracterizează substanţa emiţătoare de lumină.* Dacă însă radiaţia provenită de la un izvor care emite un spectru continuu (de exemplu, de la un filament incandescent) trece printr-o substanţă absorbantă, spectrul continuu va apărea brăzdat de linii sau benzi întunecate. Acesta se numeşte *spectru de absorbţie* (spectrele 7—8, planşa I). *Spectrele de absorbţie caracterizează substanţa absorbantă.* Radiaţia solară oferă un astfel de *spectru de absorbţie*. Liniile „negre" din spectrul Soarelui se datoresc absorbţiei radiaţiilor de către elementele din stratul gazos mai rece, numit cromosferă, de la periferia Soarelui. S-a dovedit astfel că spectrul continuu emis de substanţa incandescentă a fotosferei solare ajunge pe Pămînt lipsit de acele radiaţii care au fost absorbite în cromosferă. Din studiul spectrului de absorbţie al Soarelui s-a putut deduce compoziţia chimică a materiei din atmosfera solară.

Putem face o experienţă simplă pentru a evidenţia absorbţia fotonilor de către atom. Aşezăm flacăra unui bec Bunsen între o lampă cu vapori de sodiu şi un ecran. Pe ecran va apărea doar o uşoară umbră a flăcării. Introducem în flacără un tampon cu sare de bucătărie (NaCl). Flacăra se va colora intens în galben, iar pe ecran va apărea destul de clar umbra flăcării în lumina emisă de lampă. Dacă repetăm aceste două operaţii punînd în locul lămpii cu vapori de sodiu o lampă cu vapori de mercur, în nici una din situaţii nu se va observa o imagine a flăcării în lumina lămpii cu mercur. Deducem că vaporii de sodiu din flacără absorb o mare parte din fotonii de radiaţie galbenă a lămpii de sodiu, ceea ce duce la apariţia unei umbre pronunţate a flăcării pe ecran. Alţi fotoni, cum sînt cei ai radiaţiei lămpii cu mercur (roşu, verde, albastru etc.) nu sînt absorbiţi de atomii de sodiu din flacără, ei străbat flacăra şi de aceea, în lumina lămpii de mercur nu se conturează o umbră netă.

Serii spectrale. Încă de la începutul studiilor spectroscopice s-a constatat că liniile spectrale ale unui spectru nu sînt dispuse oricum, ci respectă anumite regularităţi. Balmer a arătat în 1885 că lungimile de undă a patru linii din vizibil ale atomului de hidrogen pot fi redate de formula empirică:

$$\lambda = 3645{,}6\frac{n^2}{n^2-4}\,10^{-8}\ (\text{cm}), \tag{2.1}$$

unde

$$n = 3,\ 4,\ 5,\ 6.$$

Notînd cu $\tilde{\nu} = 1/\lambda$, Rydberg a scris relaţia de mai sus sub forma:

$$\tilde{\nu} = \frac{1}{\lambda} = R\left(\frac{1}{2^2} - \frac{1}{n^2}\right), \tag{2.2}$$

unde $\tilde{\nu}$ este *numărul de undă*, $R = 1{,}097373 \cdot 10^7\ \text{m}^{-1}$ este constanta lui Rydberg, iar $n > 2$ ($n \in N$). Aceste linii spectrale formează o *serie spectrală* numită *seria Balmer*.

S-a dovedit însă că atomul de hidrogen emite radiaţii şi în ultraviolet, precum şi în infraroşu, liniile spectrale formînd de asemenea serii spectrale. Generalizîndu-se rezultatele experimentale, s-a stabilit următoarea formulă empirică:

$$\boxed{\tilde{\nu} = R\left(\frac{1}{n_1^2} - \frac{1}{n_2^2}\right),} \tag{2.3}$$

unde n_1 caracterizează seria spectrală iar n_2 linia în spectrul respectiv. Se obţin astfel următoarele serii spectrale cu ajutorul expresiei (2.3):

$n_1 = 1$, $\tilde{\nu} = R\left(\frac{1}{1^2} - \frac{1}{n_2^2}\right)$, $n_2 = 2, 3, 4, \ldots$ seria Lyman, în ultraviolet; (2.4)

$n_1 = 2$, $\tilde{\nu} = R\left(\frac{1}{2^2} - \frac{1}{n_2^2}\right)$, $n_2 = 3, 4, 5, \ldots$ seria Balmer, în vizibil; (2.5)

$n_1 = 3$, $\tilde{\nu} = R\left(\frac{1}{3^2} - \frac{1}{n_2^2}\right)$, $n_2 = 4, 5, 6, \ldots$ seria Paschen în infraroşul apropiat; (2.6)

$n_1 = 4$, $\tilde{\nu} = R\left(\frac{1}{4^2} - \frac{1}{n_2^2}\right)$, $n_2 = 5, 6, 7, \ldots$ seria Brackett;

$n_1 = 5$, $\tilde{\nu} = R\left(\frac{1}{5^2} - \frac{1}{n_2^2}\right)$, $n_2 = 6, 7, 8, \ldots$ seria Pfundt; (2.7)

$n_1 = 6$, $\tilde{\nu} = R\left(\frac{1}{6^2} - \frac{1}{n_2^2}\right)$, $n_2 = 7, 8, 9, \ldots$ seria Humphrey, ultimele trei, fiind toate în infraroşul îndepărtat. (2.8)

Analiza spectrală. Deoarece spectrele de emisie şi cele de absorbţie caracterizează substanţele care emit lumină şi pe cele care absorb lumină,

studiul spectrelor corespunzătoare poate da informaţii asupra acestor substanţe. Analiza compoziţiei chimice din măsurători asupra spectrelor se numeşte *analiză spectrală*. După natura spectrului folosit, putem avea analiză spectrală de emisie sau analiză spectrală de absorbţie.

Dacă se urmăreşte doar identificarea elementelor chimice prezente în substanţa de studiat, fără măsurători asupra concentraţiei lor, operaţia se numeşte *analiză spectrală calitativă*. În analiza calitativă se compară spectrul substanţei date cu un spectru de referinţă cunoscut, foarte bogat în linii (de obicei, cu spectrul fierului). Se determină astfel lungimile de undă pentru cele mai intense linii ale substanţei studiate. Căutînd aceste lungimi de undă în tabelele cunoscute de linii spectrale ale tuturor elementelor, se află cărui element îi aparţine spectrul respectiv.

Analiza spectrală cantitativă se bazează pe faptul că intensitatea liniei spectrale depinde de concentraţia atomilor emiţători din substanţa de studiat. Cu cît concentraţia unui element chimic într-o substanţă dată este mai mare, cu atît intensitatea liniilor este, în general, mai mare. În analiza cantitativă se măsoară deci intensitatea liniei spectrale, iar din relaţia matematică între concentraţie şi intensitatea liniei se deduce concentraţia. Aceste metode de determinare a concentraţiei (dozare) sînt foarte precise: erorile nu depăşesc 3—5%.

Metodele spectrale de analiză sînt larg răspîndite în metalurgie, industria chimică, în prospecţiuni geologice etc., precum şi în laboratoarele de cercetare ştiinţifică, deoarece sînt mai rapide, mai precise şi mai simple decît metodele chimice.

2. STRUCTURA ATOMULUI

2.1. RAZA ATOMULUI. SARCINILE ELECTRICE DIN INTERIORUL ATOMULUI

Atomul este cea mai mică fracţiune de substanţă care păstrează proprietăţile chimice ale ei. Se poate găsi ordinul de mărime al razei atomului printr-un calcul simplu. Să presupunem că într-un corp solid oarecare atomii sînt ca nişte sfere tangente între ele, cu raza r_a. Un kilomol va conţine un număr de atomi egal cu numărul lui Avogadro (N_A). Volumul acestuia va fi:

$$V = \frac{4\pi}{3} r_a^3 N_A. \tag{2.9}$$

Masa M a unui kilomol este masa moleculară exprimată în kilograme. Cunoscînd densitatea ρ a solidului, putem afla raza r_a a atomului din relaţia:

$$\rho = \frac{M}{\frac{4\pi}{3} r_a^3 N_A}. \tag{2.10}$$

Să luăm ca exemplu aluminiul:

$$\rho = 2\,700 \text{ kg/m}^3; \quad M = 27 \text{ kg}; \quad N_A = 6{,}023 \cdot 10^{26} \text{ kmol}^{-1}.$$

Rezultă:

$$r_a^3 = \frac{M}{\frac{4\pi}{3}\rho N_A} = \frac{27 \cdot 3}{4 \cdot \pi \cdot 2{,}7 \cdot 10^3 \cdot 6{,}023 \cdot 10^{26}} = 4 \cdot 10^{-30} \text{ m}^3,$$

de unde

$$r_a = 1{,}59 \cdot 10^{-10} \text{ m}.$$

Calculul acesta simplu ne dă numai ordinul de mărime al razei atomului, nu o valoare exactă.

O serie de fenomene (ca de exemplu efectul fotoelectric) au arătat că atomul conține electroni. Numărul de electroni din atom a fost determinat pe cale experimentală. Acest număr se numește număr atomic și este notat cu Z. Așadar, sarcina celor Z electroni din atom este egală cu de Z ori sarcina elementară negativă. Deoarece atomul, ca un întreg, este neutru din punct de vedere electric, el trebuie să conțină de Z ori sarcina elementară pozitivă.

Determinarea masei electronului și a maselor atomice a arătat că masa electronilor din atom este neglijabilă față de masa atomică. De exemplu masa atomului de hidrogen este de 1 837 ori mai mare decît masa electronului.

2.2. EXPERIENȚELE LUI RUTHERFORD

Prin experiențele de împrăștiere a particulelor încărcate pe foițe subțiri de metal, Rutherford a urmărit să verifice diferitele modele atomice propuse. Aceste experiențe au demonstrat că sarcina pozitivă nu este distribuită uniform în atom ci este concentrată într-un nucleu.

Să urmărim modul în care s-au realizat experiențele lui Rutherford și modul de interpretare a rezultatelor lor.

Dispozitivul experimental este prezentat schematic în figura 2.2, *a*. Particulele α, emise de o sursă de poloniu cu energia de 5 MeV*, trec printr-o foiță de aur foarte subțire (0,0005 mm). Particulele α sînt nuclee de heliu cu sarcina pozitivă $2e$. Masa particulei alfa este de aproximativ 4 u**. La trecerea prin foița de aur, particulele α sînt deviate de la direcția inițială. Numărul de particule împrăștiate la diferite unghiuri este înregistrat cu ajutorul unui detector.

* 1 MeV = 10^6 eV, iar 1 eV = $(1{,}6021892 \pm 0{,}0000046) \cdot 10^{-19}$ J.

** 1 u = $1{,}67 \cdot 10^{-27}$ kg.

Rutherford, Ernest (1871 – 1937) fizician englez, profesor la Univ. din Cambridge, Premiul Nobel pentru Chimie (1908).

Deoarece masa particulelor α este mare, acestea nu pot fi deviate vizibil din drumul lor decît prin ciocniri cu particule de masă mare, deci cu nuclee. Electronii, avînd masa foarte mică față de cea a particulelor alfa, nu le pot devia (așa cum o muscă nu poate devia un obuz din calea sa).

Particulele alfa sînt respinse de particulele pozitive din atom prin forțe electrostatice: după cum se știe, forța de respingere este direct proporțională cu produsul sarcinilor electrice și invers proporțională cu pătratul distanței. În cîmpul forțelor electrostatice de respingere din atom traiectoria particulei alfa este o hiperbolă. După ciocnire particula alfa se mișcă la distanțe mari de centrul pe care s-a făcut împrăștierea pe o traiectorie rectilinie deviată față de direcția inițială cu unghiul θ (fig. 2.2, *b*). Vom numai *parametru de ciocnire*, b, distanța, față de centrul de împrăștiere, la care ar trece particula

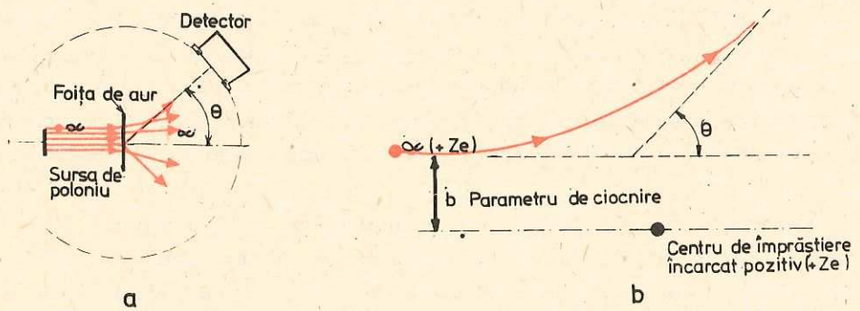


Fig. 2.2. *a*) Experiența de împrăștiere a particulelor α efectuată de Rutherford. Particulele α emise de sursa de poloniu sînt împrăștiate de foița de aur. Detectorul poate înregistra particule α împrăștiate de foița de aur la orice unghi θ, deoarece el se poate roti în jurul unei axe perpendiculare pe figură, în centrul dispozitivului. Sursa și foița se mențin în poziție fixă, legate de axă. *b*) Traiectoria unei particule α în cîmpul de forțe electrostatice de respingere creat de o particulă încărcată pozitiv (Ze); θ este unghiul de împrăștiere.

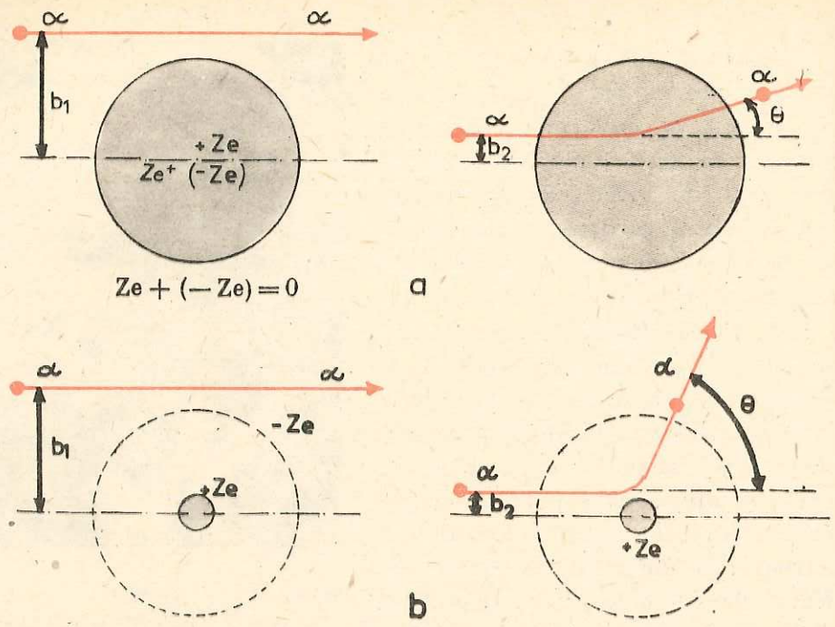


Fig. 2.3. Împrăștierea particulei α pe atom în două situații: *a*) Sarcina pozitivă a atomului este uniform distribuită în atom. *b*) Sarcina pozitivă a atomului este concentrată într-o sferă de rază mult mai mică decît raza atomului. Pentru parametrul de ciocnire b_1 particula α trece nedeviată în ambele situații, deoarece atomul este un sistem neutru. Pentru parametrul de ciocnire b_2 particula α este deviată cu un unghi θ mai mare în situația *b*, deoarece cîmpul electrostatic de respingere este mai mare decît în situația *a*.

dacă nu ar fi deviată de la direcția sa inițială. Dacă parametrul de ciocnire este mai mare decît raza atomului, particula alfa nu este deviată din drumul său rectiliniu, deoarece atomul este neutru în ansamblu. Pentru o sarcină punctiformă, cu cît parametrul de ciocnire *b* este mai mic, cu atît forța de respingere electrostatică este mai mare, deci și unghiul de împrăștiere al particulei, θ, este mai mare.

Să examinăm acum fenomenul de împrăștiere, în două situații: situația în care sarcina pozitivă a atomului este uniform distribuită într-o sferă de rază egală cu raza atomului (fig. 2.3, *a*) și situația în care sarcina pozitivă a atomului este concentrată într-un nucleu, adică o sferă concentrică de rază mult mai mică decît raza atomului (fig. 2.3, *b*).

Dacă particula alfa pătrunde în atom, în situația *a*, cîmpul electrostatic este creat numai de sarcina unei sfere cu raza egală cu parametrul de ciocnire b_2. Ea va fi deviată cu un unghi mai mic decît în situația *b* în care cîmpul este creat de toată sarcina pozitivă *Ze*.

În experiențele de împrăștiere apar și particule deviate la unghiuri mari. Aceste deviații nu pot fi explicate decît dacă admitem că raza domeniului în care este distribuită sarcina este mult mai mică decît raza atomului.

Rutherford a considerat sarcina nucleului punctiformă și a calculat probabilitatea de împrăștiere a particulelor alfa la fiecare unghi θ. Rezultatele experimentale s-au aflat în concordanță satisfăcătoare cu calculele. Distanța minimă la care se poate apropia particula alfa de nucleu se poate calcula dacă se cunoaște energia cinetică a particulelor α și sarcina nucleului.

Particula α, cu energia cinetică $\frac{Mv^2}{2}$, se apropie de nucleul încărcat pozitiv pînă la o distanță minimă. La această distanță toată energia cinetică a particulei s-a transformat în energie potențială. Putem afla distanța minimă la care s-a apropiat particula egalînd energia cinetică cu energia potențială în acest punct:

$$\frac{Mv^2}{2} = \frac{ze \cdot Ze}{4\pi\varepsilon_0 \cdot r_{min}}, \qquad (2.11)$$

unde M este masa particulei α, ze sarcina sa, Ze este sarcina nucleului. Dacă înlocuim cu datele numerice:

$$\frac{Mv^2}{2} = 5 \cdot \text{MeV}; \quad z = 2; \quad Z = 79 \text{ (aur)},$$

găsim valoarea mărimii r_{min}:

$$r_{min} = 9 \cdot 10^9 \frac{2 \cdot 79 \cdot (1{,}6 \cdot 10^{-19})^2}{5 \cdot 1{,}6 \cdot 10^{-13}} = 4{,}55 \cdot 10^{-14} \text{ m}.$$

Faptul că pînă la această distanță nu se observă abateri sensibile de la calculele teoretice care presupun sarcina punctiformă, dovedește că dimensiunile nucleului sînt mai mici de 10^{-14} m.

Experiențele lui Rutherford au confirmat modelul atomului planetar, în care sarcina pozitivă a atomului este concentrată într-un nucleu cu raza de aproximativ 10^{-11} m și electronii se rotesc în jurul acestuia pe orbite cu razele de aproximativ 10^{-10} m.

Problemă rezolvată

Care este distanța minimă la care o particulă α cu energia de 5,3 MeV se apropie de un nucleu de cupru ($Z = 29$)?

Rezolvare

$$\text{La } r_{min}: \quad \frac{M_\alpha v^2}{2} = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0} \frac{zZe^2}{r_{min}}$$

$$r_{min} = \frac{2}{4\pi\varepsilon_0} \frac{zZe^2}{M_\alpha v^2} = 9 \cdot 10^9 \frac{2 \cdot 29 \cdot (1{,}6 \cdot 10^{-19})^2}{5{,}3 \cdot 1{,}6 \cdot 10^{-13}} = 156 \cdot 10^{-10} \text{ m}.$$

2.3. MODELUL PLANETAR AL ATOMULUI

În cadrul modelului planetar al atomului, cel mai simplu sistem atomic și anume atomul de hidrogen, este format dintr-un nucleu cu masă mare și cu sarcina pozitivă $+e$ și un electron cu sarcina negativă $-e$. Putem considera nucleul punctiform și fix deoarece masa lui este de aproximativ 1 837 ori mai mare decît masa electronului și centrul său de masă coincide practic cu centrul de masă al sistemului electron-nucleu.

Nucleul exercită asupra electronului o forță electrostatică de atracție. Lucrul mecanic efectuat pentru deplasarea electronului între două puncte r_A și r este dat de relația:

$$L = -\frac{e^2}{4\pi\varepsilon_0 r} + \frac{e^2}{4\pi\varepsilon_0 r_A}.$$

Reamintim că, în cazul forțelor electrostatice, lucrul mecanic nu depinde de drum, ci este funcție numai de pozițiile electronului în cîmpul nucleului, deci de distanța dintre electron și nucleu în punctul inițial (r_A) și final (r). Energia potențială a sistemului va fi:

$$U(r) = -\frac{e^2}{4\pi e_0 r}. \qquad (2.12)$$

În relația (2.12) am ales ca valoare zero a energiei potențiale valoarea sa pentru $r \to \infty$. Energia potențială va fi negativă într-un punct r, deoarece lucrul mecanic efectuat asupra sistemului pentru a-l aduce de la o distanță foarte mare (unde forța de atracție electrostatică este nulă) la o distanță r, este negativ (sistemul efectuează lucru mecanic).

Energia cinetică a sistemului electron-nucleu este

$$E_{cin} = \frac{m_0 v^2}{2}, \qquad (2.13)$$

unde m_0 este masa de repaus a electronului. (Energia cinetică a nucleului fix este egală cu zero.)

Utilizăm formula energiei cinetice în aproximație nerelativistă, deoarece vitezele electronilor în atomi sînt mici față de viteza luminii.

În funcție de condițiile inițiale, la distanță mare de nucleu, electronul poate să se miște pe *traiectorii deschise* sau *închise*.

A. Electronul se mișcă pe o traiectorie deschisă, o hiperbolă, atunci cînd în orice punct de pe traiectorie energia sa cinetică este mai mare decît valoarea absolută a energiei potențiale de atracție. Din relația (2.12) se vede că cea mai mare valoare absolută a energiei potențiale se atinge cînd electronul se găsește la distanța minimă, r_0, de nucleu. În acest caz, electronul nu va fi legat în atom și va rămîne în stare liberă (fig. 2.4, *a*).

B. Dacă energia cinetică a sistemului este mai mică decît energia potențială în valoare absolută, electronul va fi captat pe o orbită închisă și

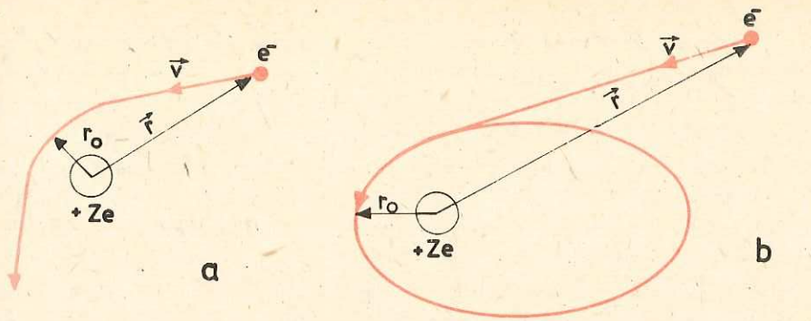


Fig. 2.4. Traiectoriile unui electron care se mișcă în jurul nucleului încărcat pozitiv: *a*) traiectorie deschisă, stare liberă; *b*) traiectorie închisă, stare legată; r_0 este distanța cea mai mică la care se poate apropia electronul de nucleul încărcat pozitiv, pentru o anumită energie cinetică inițială.

va executa o mișcare periodică în jurul nucleului pe o elipsă (nucleul se află în unul din focare). Situația este arătată în figura 2.4, *b*. În acest caz, sistemul se găsește într-o *stare legată*. Energia totală* a sistemului este negativă:

$$E_{tot} = E_{pot} + E_{cin} = -\frac{e^2}{4\pi\varepsilon_0 r} + \frac{m_0 v^2}{2}. \qquad (2.14)$$

În diagramele (*a*) și (*b*), din figura 2.5, sînt reprezentate energiile cinetică, potențială și totală ale sistemului electron-nucleu pentru cele două cazuri din figura 2.4.

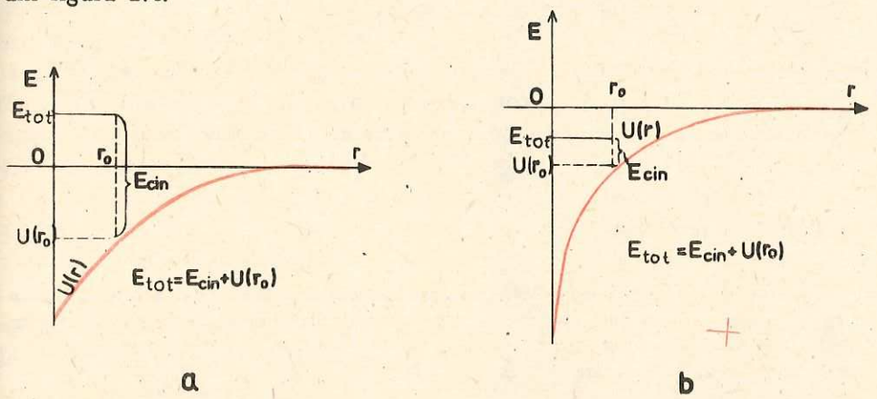


Fig. 2.5. Reprezentarea grafică a energiei cinetice, potențiale și totale a unui electron în cîmpul electrostatic de atracție al unui nucleu: *a*) stare liberă, *b*) stare legată. Curba reprezintă variația energiei potențiale electrostatice de atracție: $U(r) = -e^2/4\pi\varepsilon_0 r$; E_{cin} reprezintă energia cinetică a electronului, E_{tot} reprezintă energia totală a electronului.

* În aproximația mișcării nerelativiste a electronului, energia totală, notată cu E_{tot}, este suma energiilor cinetică și potențială și nu energia totală relativistă, care cuprinde și energiile de repaus ale particulelor.

Energia de legătură a sistemului electron-nucleu este egală cu lucrul mecanic pe care îl efectuăm pentru a desface sistemul în părțile componente izolate în stare de repaus. Deoarece energia totală inițială, E_i a părților componente izolate în stare de repaus este nulă, energia de legătură este egală cu: $W_{leg} = E_i - E_f = -E_{tot}$. *Sistemul este legat dacă energia sa de legătură este pozitivă, deci dacă energia sa totală este negativă* ($E_{tot} < 0$). Dacă unui sistem legat i se transferă o energie mai mare decît energia de legătură, el se desface, electronul liber se mișcă pe o traiectorie deschisă avînd energia cinetică egală cu diferența dintre energia transmisă și energia sa de legătură. Acest proces se numește *ionizarea atomului*, rezultatul ionizării fiind un electron liber și un ion pozitiv.

Modelul planetar consideră deci atomul un sistem legat electron-nucleu de tipul celui descris mai sus. Putem alege ca model simplificat modelul orbitelor circulare. O orbită circulară este *stabilă* dacă se îndeplinește condiția de echilibru (forță centripetă este forța electrostatică):

$$\frac{m_0 v^2}{r} = \frac{e^2}{4\pi\varepsilon_0 r_0^2}, \tag{2.15}$$

unde r_0 este raza orbitei stabile.

Dacă utilizăm relația (2.15), putem calcula energia totală a sistemului din relația (2.14):

$$E_{tot} = -\frac{e^2}{8\pi\varepsilon_0 \cdot r_0}. \tag{2.16}$$

În acest model sînt valabile legile mecanicii clasice. Electronul se poate mișca pe o orbită de orice rază cu condiția ca relația (2.15) să fie îndeplinită și deci energia totală poate lua orice valoare negativă curpinsă între 0 și $-\infty$.

Problemă rezolvată

Calculați și comparați forța de atracție gravitațională a unui electron și a unui proton în starea fundamentală a unui atom de hidrogen cu forța de atracție electrostatică. Sintem justificați să neglijăm forța gravitațională? Se dă constanta atracției universale $K = 6{,}67 \cdot 10^{-11}$ $m^3 kg^{-1} s^{-2}$ și raza orbitei $r_0 = 5{,}29 \cdot 10^{-11}$ m.

Rezolvare

$$F_g = K\frac{m_0 M_p}{r_0^2} = 6{,}67 \cdot 10^{-11}\,\frac{9{,}1 \cdot 10^{-31} \cdot 1{,}67 \cdot 10^{-27}}{(5{,}29 \cdot 10^{-11})^2} = 3{,}58 \cdot 10^{-47}\ \text{N}$$

$$F_e = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0}\,\frac{e^2}{r_0^2} = 9 \cdot 10^9\,\frac{(1{,}6 \cdot 10^{-19})^2}{(5{,}29 \cdot 10^{-11})^2} = 0{,}823 \cdot 10^{-7}\ \text{N},$$

$$\frac{F_e}{F_g} = \frac{0{,}823 \cdot 10^{-7}}{3{,}58 \cdot 10^{-47}} = 0{,}23 \cdot 10^{40}.$$

Deficiențele modelului planetar clasic. Problema stabilității atomului a fost una dintre dificultățile de bază ale modelului planetar clasic. Condiția de stabilitate a orbitei (2.15) nu asigură stabilitatea atomului în timp, deoarece o particulă electrizată în mișcare accelerată emite energie sub formă de radiație electromagnetică, iar mișcarea pe o orbită închisă este o mișcare accelerată. Ar trebui deci ca electronul să-și micșoreze energia cinetică emițînd radiația electromagnetică. Pe măsură ce ar scădea energia sa cinetică, ar scădea și raza orbitei de echilibru, energia potențială ar crește în valoare absolută și electronul ar „cădea" pe nucleu. Prin urmare, un asemenea sistem atomic nu este stabil în timp. Experiența însă arată că *sistemele atomice sînt stabile în timp*.

Un alt aspect care nu poate fi explicat de modelul planetar clasic este faptul cunoscut că un atom în stare fundamentală nu emite radiație decît în urma excitării atomului. În modelul planetar clasic nu se pot calcula nici frecvențele radiației electromagnetice emise de către atomii excitați.

Se impunea astfel un nou model atomic care să explice faptele experimentale.

2.4. MODELUL CUANTIFICAT AL ATOMULUI

Pentru a corecta deficiențele modelului planetar clasic, N. Bohr a introdus ca *postulate* concluziile impuse de datele experimentale. Aceste postulate pot fi exprimate în felul următor:

Postulatele lui Bohr. 1) Stările legate ale atomului sînt stări în care atomul nu absoarbe și nu emite energie. Aceste stări ale atomului se numesc *stări staționare*, deoarece atomul poate să se găsească într-o asemenea stare un timp oricît de lung, dacă nu este perturbat prin alte interacțiuni.

Într-o stare staționară, energia sistemului este constantă în timp. Valorile energiilor stărilor staționare legate formează un șir discret: $E_1, E_2, \ldots, E_n$. Primul postulat a fost introdus pentru a explica stabilitatea sistemelor atomice. El este în contradicție cu fizica clasică deoarece arată că există situații în care sarcinile electrice ce se mișcă accelerat nu emit radiație electromagnetică.

Bohr, Niels Henrick David (1885–1962) fizician danez, profesor la Universitatea din Copenhaga, Premiul Nobel pentru Fizică (1922).

2) Atomii *absorb* sau *emit radiație electromagnetică* numai *la trecerea dintr-o stare staționară (m) în altă stare staționară (n)*. Radiația emisă sau absorbită, într-o asemenea tranziție, are o frecvență ν_{mn} determinată de relația:

$$h\nu_{mn} = E_m - E_n, \tag{2.17}$$

unde $h\nu_{mn}$ este energia fotonului emis sau absorbit, iar E_m și E_n sînt energiile stărilor staționare între care are loc tranziția.

Al doilea postulat arată că la tranziția între două nivele energetice frecvența radiației emise de un atom este aceeași cu cea pe care o poate absorbi atomul respectiv. Acest postulat explică, în plus, faptul că frecvențele tranzițiilor atomice au valori discrete sau, cu alte cuvinte, spectrele radiațiilor emise sînt spectre de linii.

Condiția de cuantificare. N. Bohr a elaborat pe baza acestui postulat un model pentru atomul de hidrogen. Pentru calculul energiei electronilor în stările staționare, N. Bohr utilizează modelul planetar al atomului, în care introduce condiția suplimentară de cuantificare corespunzătoare primului postulat. Să vedem cum poate fi introdusă această condiție.

Am arătat în paragraful 3.1 (cap. I) că electronii se comportă ca o unitate undă-corpuscul. Unda asociată unui electron în stare liberă este o undă plană a cărei lungime de undă λ este legată de impulsul p prin relația:

$$\lambda = \frac{h}{p}.$$

În stare liberă, electronul poate avea orice energie cinetică și deci, orice lungime de undă asociată.

În stare legată, unda asociată electronului trebuie să fie o undă staționară. Condiția ca unda să fie staționară este îndeplinită dacă lungimea de undă λ se cuprinde de un număr întreg de ori în lungimea traiectoriei circulare pe care se mișcă electronul (ca în fig. 2.6, *b*). În consecință, lungimea de undă asociată trebuie să satisfacă relația:

$$2\pi r = n\lambda. \tag{2.18}$$

Înlocuind pe λ în funcție de impuls, obținem relația:

$$2\pi r = n\frac{h}{p}. \tag{2.19}$$

Din această relație rezultă că momentul cinetic* al electronului în mișcarea sa pe o orbită staționară poate lua numai valori discrete, multipli întregi ai unei mărimi constante, adică *este cuantificat* și anume:

$$r \cdot p = n\frac{h}{2\pi} = n \cdot \hbar, \tag{2.20}$$

unde $\hbar = \frac{h}{2\pi}$.

Această expresie se numește *condiția de cuantificare a momentului cinetic*. Ea ne va conduce la calculul valorilor discrete ale energiei electronului în stările staționare.

Cuantificarea razelor orbitelor electronilor. Am arătat că în modelul planetar electronul se mișcă pe o orbită circulară sub acțiunea forțelor electrostatice de atracție. Condiția de echilibru a orbitei de rază r este:

$$\frac{m_0 v^2}{r} = \frac{e^2}{4\pi\varepsilon_0 \cdot r^2}. \tag{2.21}$$

Această relație se poate scrie sub forma:

$$(rp)^2 = r\frac{m_0 e^2}{4\pi\varepsilon_0}, \tag{2.22}$$

dacă ținem seama că $p = m_0 v$.

Introducînd relația (2.20) în (2.22) obținem condiția de cuantificare a razelor orbitelor staționare:

$$r = \frac{\varepsilon_0 n^2 \hbar^2}{\pi m_0 e^2}. \tag{2.23}$$

De aici rezultă că, în modelul atomic cuantificat, electronii nu se pot mișca pe orice orbită circulară, ci numai pe cele ale căror raze îndeplinesc condiția (2.23).

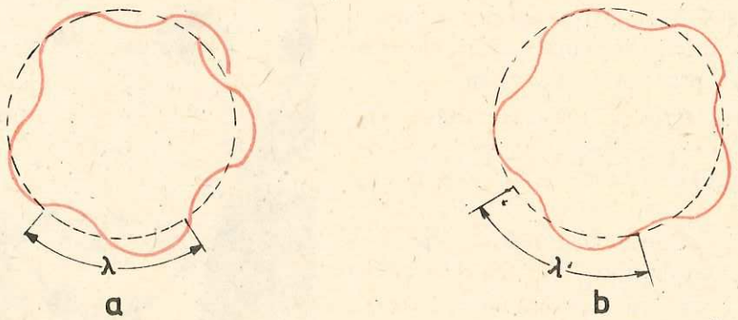


Fig. 2.6. Unda asociată unui electron care se mișcă pe o orbită circulară în jurul nucleului; *a*) orbita, pe care unda asociată, cu lungimea de undă λ, nu îndeplinește condiția $2\pi r = n\lambda$ nu este posibilă, deoarece unda se va anula prin suprapunere; *b*) pe această orbită se realizează condiția de staționaritate a undei asociate electronului.

* Reamintim că momentul cinetic este momentul impulsului: $\vec{L} = \vec{r} \times \vec{p}$. În mișcarea circulară vectorii $\vec{r}$ și $\vec{p}$ sînt perpendiculari unul pe celălalt și valoarea momentului cinetic va fi $L = r \cdot p$.

Raza primei orbite în modelul lui Bohr (pentru că $n = 1$ s-a notat r_1) este:

$$r_1 = \frac{\varepsilon_0 h^2}{\pi m_0 e^2} = 0{,}529 \cdot 10^{-10} \text{ m}.$$

Cuantificarea energiei totale în stările legate. În modelul planetar, energia totală a electronului într-o stare legată este dată de relația (2.16). Introducînd expresia razei cuantificate a orbitei, obținem expresia energiei totale cuantificate:

$$E_n = -\frac{m_0 e^4}{8h^2} \frac{1}{\varepsilon_0^2 n^2}. \qquad (2.24)$$

Se vede că energia nu poate lua decît o mulțime numărabilă de valori specificate de numărul întreg n. Numărul n este denumit *număr cuantic principal*.

Deoarece n poate lua orice valoare întreagă între 1 și ∞, va exista un număr infinit de nivele de energie cuantificată ale electronului legat.

Problemă rezolvată

Care este viteza electronului în atomul de hidrogen pe prima orbită Bohr?

Rezolvare

$$\frac{m_0 v_n^2}{2} = \frac{m_0 e^4}{8h^2 \varepsilon_0^2} \frac{1}{n^2}$$

$$v_n = \sqrt{\frac{e^4}{4h^2 \varepsilon_0^2} \frac{1}{n^2}} = \frac{e^2}{2h\varepsilon_0} \frac{1}{n}$$

$$v_1 = \frac{2\pi e^2}{4\pi \varepsilon_0 h} = \frac{2 \cdot 3{,}14 \cdot (1{,}6 \cdot 10^{-19})^2}{6{,}62 \cdot 10^{-34}} \cdot 9 \cdot 10^9 = 21{,}86 \cdot 10^5 \text{ m/s}.$$

Nivelele de energie în modelul atomic al lui Bohr. În figura 2.7 sînt reprezentate într-o schemă energetică nivelele de energie ale electronului legat, pentru modelul atomic al lui Bohr.

O diagramă care conține numai o singură axă, ordonata, pe care se figurează liniile orizontale reprezentînd valorile energiei totale a sistemului, se numește *schemă a nivelelor energetice*.

Originea este aleasă în punctul $E = 0$. Energia totală pentru nivelele legate este negativă și reprezentată sub nivelul $E = 0$, astfel încît nivelul cu energia de legătură cea mai mare E_1 să fie cel mai de jos. Nivelele cuantificate cu energia $E_2, E_3, \ldots, E_\infty$ se strîng spre valoarea $E_\infty = 0$. Stările cu energie pozitivă ($E > 0$) sînt reprezentate deasupra valorii $E = 0$. În această regiune este posibilă orice valoare a energiei, energia totală nu este cuantificată; ea variază continuu și electronul se mișcă liber pe o traiectorie deschisă.

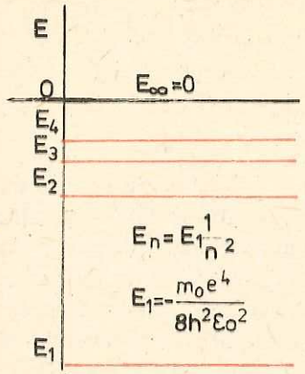


Fig. 2.7. Schema nivelelor energetice legate ale atomului de hidrogen, după modelul lui Bohr.

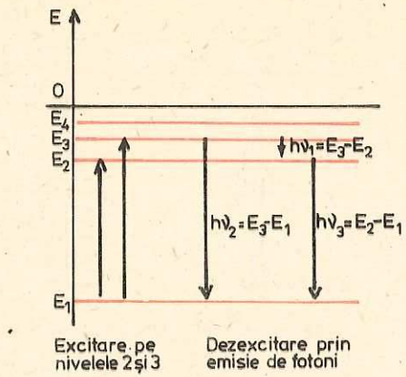


Fig. 2.8. Schema nivelelor energetice ale atomului la excitare și dezexcitare.

Am arătat că energia de legătură a electronului în atom este egală cu valoarea absolută a energiei totale într-o stare legată.

Starea cu cea mai mare energie de legătură a electronului este starea cu $n = 1$, care are energia E_1. În cazul atomului de hidrogen în *stare fundamentală*, electronul se găsește în această stare. Celelalte stări cu energiile $E_2, \ldots, E_n$ sînt *stări excitate*.

Absorbția și emisia de radiație electromagnetică de către atom. Pentru ca electronul să treacă din starea fundamentală E_1 într-o stare excitată E_k, trebuie să i se transfere (dintr-un alt sistem fizic), energia egală cu

$$\Delta E = E_k - E_1. \qquad (2.25)$$

Această energie o poate primi prin absorbția unui foton de energie $h\nu = \Delta E$. Dezexcitarea atomului, adică revenirea pe starea fundamentală, se face prin emisia unui foton cu energia egală cu diferența $E_k - E_1$. Dezexcitarea se poate face fie direct pe starea fundamentală, fie în trepte prin stările intermediare, după cum se vede în figura 2.8.

Ionizarea atomului. Electronul poate fi scos de pe starea fundamentală în afara atomului, într-o stare liberă, dacă energia transmisă lui este cel puțin egală cu energia de legătură în starea în care se găsește. Pentru atomul de hidrogen în stare fundamentală:

$$W_{ieg} = -E_1. \qquad (2.26)$$

Fenomenul se numește *ionizare* și este ilustrat în figura 2.9. Dacă ionizarea se face prin absorbția unui foton de energie mai mare decît energia de legătură, energia cinetică a electronului eliberat din atom este egală cu diferența

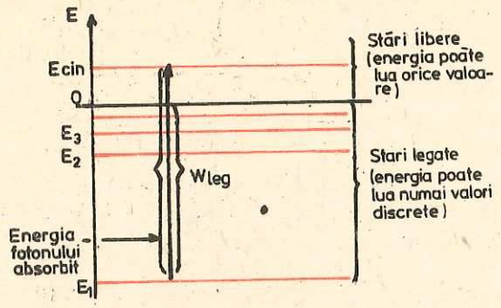


Fig. 2.9. Reprezentarea schematică a fenomenului de ionizare a atomului.

dintre energia fotonului absorbit și energia de legătură a electronului în starea legată (fig. 2.9):

$$E_{cin} = E_{foton} - W_{leg}. \quad (2.27)$$

Verificarea modelului atomic al lui Bohr cu ajutorul datelor experimentale. Modelul lui Bohr a fost verificat prin compararea frecvențelor calculate cu frecvențele liniilor spectrale emise de către atomul de hidrogen. S-a găsit o bună concordanță. Să urmărim în conformitate cu postulatul lui Bohr calculul acestor frecvențe. Atomul de hidrogen, prin excitare, trece din starea fundamentală ($n = 1$) într-o stare excitată, cu numărul cuantic principal $k = 2, 3, \ldots$ La dezexcitare emite o radiație a cărei frecvență este dată de relația:

$$h\nu_{k1} = E_k - E_1 = \frac{m_0 e^4}{8h^2\varepsilon_0^2}\left(\frac{1}{1^2} - \frac{1}{k^2}\right), \quad (2.28)$$

unde k ia valorile 2, 3, ...

Din comparația cu liniile spectrale obținute experimental, s-a văzut că valorile frecvențelor calculate pentru $n = 1$ corespund seriei lui Lyman. Mărimea $m_0e^4/8ch^3\varepsilon_0^2$ notată cu R, este *constanta lui Rydberg:*

$$R = \frac{m_0 e^4}{8ch^3\varepsilon_0^2} = 1{,}097373 \cdot 10^7 \text{ m}^{-1}. \quad (2.29)$$

Cu ajutorul ei frecvențele radiațiilor emise la tranziția de pe nivelul k pe nivelul n se scriu sub forma:

$$\frac{\nu_{kn}}{c} = \tilde{\nu}_{kn} = R\left(\frac{1}{n^2} - \frac{1}{k^2}\right). \quad (2.30)$$

Constanta lui Rydberg a fost determinată experimental și utilizată în spectroscopie cu mult înaintea modelului atomic al lui Bohr. Valoarea experimentală concordă satisfăcător cu cea calculată prin relația (2.29).

În paragraful II.1 am văzut că spectrele de emisie ale atomului de hidrogen mai conțin și alte serii spectrale, de exemplu:

1) seria Balmer care corespunde în modelul Bohr tranzițiilor pe nivelul $n = 2$ de pe nivelele $k = 3, 4, 5, \ldots$, valorile frecvențelor putînd fi calculate după formula

$$\tilde{\nu}_{k_2} = R\left(\frac{1}{2^2} - \frac{1}{k^2}\right); \quad (2.31)$$

2) seria Paschen care corespunde tranzițiilor pe nivelul $n = 3$ de pe nivelele $k = 4, 5, 6, \ldots$

$$\tilde{\nu}_{k_3} = R\left(\frac{1}{3^2} - \frac{1}{k^2}\right). \quad (2.32)$$

Frecvențele tuturor radiațiilor emise sînt bine reproduse de calculele efectuate pe baza modelului lui Bohr în cazul atomului de hidrogen, succesul mare al modelului fiind tocmai găsirea prin calcul a valorilor numerice pentru aceste frecvențe.

O altă verificare a modelului a fost obținută prin compararea energiei de ionizare a atomului de hidrogen obținută prin calcul cu valoarea energiei de ionizare determinate experimental. Valoarea calculată a acesteia este:

$$W_{leg} = -E_1 = hcR = \frac{6{,}626 \cdot 10^{-34} \cdot 1{,}0973 \cdot 10^7 \cdot 3 \cdot 10^8}{1{,}6 \cdot 10^{-19}} = 13{,}6 \text{ eV},$$

valoarea ce se verifică foarte bine experimental.

Probleme rezolvate

1. Calculați cea mai scurtă lungime de undă a liniilor din seria Lyman pentru atomul de hidrogen. În ce regiune a spectrului se găsește?

Rezolvare

$$\tilde{\nu} = R\left(\frac{1}{1^2} - \frac{1}{n^2}\right).$$

Cea mai scurtă lungime de undă corespunde la $n = \infty$,

$$\tilde{\nu} = R,$$

$$\lambda = \frac{c}{\nu} = \frac{1}{\tilde{\nu}} = \frac{1}{R} = 0{,}911 \cdot 10^{-7} \text{ m} = 91{,}1 \text{ nm (în ultraviolet).}$$

2. Reprezentați pe o schemă de nivele, la scară, o tranziție pentru atomul de hidrogen în care se emite o radiație cu lungimea de undă de 121,6 nm.

Rezolvare

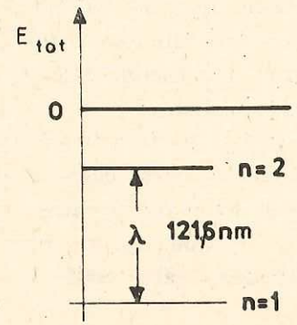
Linia face parte din seria Lyman:

$$\tilde{\nu} = R\left(\frac{1}{1^2} - \frac{1}{n^2}\right) = \frac{1}{\lambda} = \frac{1}{1216 \cdot 10^{-10}}$$

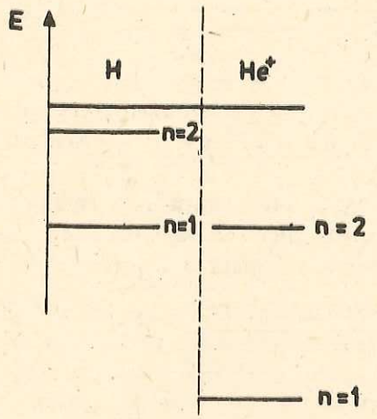
$$1 - \frac{1}{n^2} = \frac{1}{1216 \cdot 10^{-10} \cdot 1{,}097373 \cdot 10^7}$$

$$\frac{1}{n^2} = 1 - 0{,}749 = 0{,}25$$

$$n = 2,$$



3. Aplicați modelul lui Bohr la calculul liniilor spectrale și al nivelelor energetice pentru atomul de heliu ionizat (He^+). Ce relație există între acest spectru și cel al spectrului de hidrogen? Comparați diagramele energetice.



Rezolvare

$Z = 2$; $Z^2 = 4$

$$\tilde{\nu}_{He} = RZ^2\left(\frac{1}{n^2} - \frac{1}{m^2}\right) = 4R\left(\frac{1}{n^2} - \frac{1}{m^2}\right)$$

$$\tilde{\nu}_H = R\left(\frac{1}{n^2} - \frac{1}{m^2}\right)$$

$$\tilde{\nu}_{He} = 4\,\tilde{\nu}_H$$

$$E_n^H = 13{,}6\,\frac{1}{n^2}\ \text{eV}; \quad E_n^{He} = 13{,}6\,\frac{4}{n^2}\ \text{eV}.$$

2.5. FENOMENE DE EXCITARE ȘI IONIZARE A ATOMILOR

Excitarea și ionizarea atomilor se face prin interacțiuni electromagnetice ale particulelor cu atomii. Numai particulele încărcate sau fotonii pot să interacționeze electromagnetic cu atomii. Să examinăm aceste procese de interacțiune.

Interacțiunea particulelor încărcate electric cu atomii. Particulele încărcate care interacționează cu atomii sînt electroni, protoni, sau ioni în mișcare. Acestea ciocnesc atomii și le transferă o parte din energia lor cinetică. Ciocnirea unei particule cu atomul poate fi *elastică* sau *inelastică*.

Numim ciocnire elastică ciocnirea în care energia cinetică a sistemului particulă-atom se conservă. Ciocnirea inelastică a particulei cu atomul are loc cu transformarea unei părți din energia cinetică a sistemului în energie de excitație. În urma ciocnirii, atomul trece într-o stare excitată. Dezexcitarea atomului are loc cu emisia de radiație electromagnetică, deci, în acest caz, o parte din energia cinetică a sistemului se transformă în energie electromagnetică. Este posibil, de asemenea, ca o parte din energia cinetică a sistemului să fie transferată atomului și să conducă la ionizarea acestuia. Se formează în acest caz o *pereche electron-ion*. Energia transferată este, în acest caz, suma dintre energia de ionizare și energia cinetică a electronului expulzat din atom. La recombinare, atomul ionizat captează electroni pe nivelul fundamental și emite un foton a cărui energie este egală cu energia de ionizare.

Interacțiunea fotonilor cu atomii. Fotonii pot interacționa cu atomii.

Dacă energia unui foton este mai mică decît cea mai mică energie de excitare a atomului, fotonul interacționează elastic cu atomul; deoarece masa atomului este mare, energia de recul a acestuia este foarte mică și fotonul nu-și modifică practic energia.

Dacă energia fotonului este suficient de mare pentru a produce excitarea sau ionizarea atomului, fotonul este absorbit. Cînd energia sa este egală cu energia necesară trecerii atomului într-o stare excitată, atomul absoarbe fotonul, trece în stare excitată și apoi se dezexcită emițînd fotonii. Se disting două cazuri:

1) cazul în care dezexcitarea atomului se face prin emisia unui foton de aceeași energie cu cel absorbit, fenomen numit *fluorescență de rezonanță*;

2) cazul în care dezexcitarea atomului se face printr-o succesiune de nivele intermediare. În acest caz energia fotonilor emiși este mai mică decît cea a fotonilor incidenți. Acest fenomen se numește *fluorescență*.

Un alt fenomen pe care îl pot produce fotonii în interacțiunea cu atomii este fenomenul de ionizare numit și fotoionizare sau efect fotoelectric (cunoscut din capitolul I.1). În fenomenul de fotoionizare, fotonul este absorbit de atom; un electron care este eliberat din atom are o energie cinetică egală cu diferența între energia fotonului absorbit și energia de legătură a electronului în atom:

$$E_{cin} = h\nu - W_{leg}. \tag{2.33}$$

În concluzie, putem descrie procesele de excitare și ionizare a atomilor în interacțiuni cu particule încărcate sau fotoni prin următoarele scheme:

Interacțiunea particulelor (e^-) cu atomii (A):

$e^- + A \rightarrow e^- + A$	ciocnire elastică
$e^- + A \rightarrow e^- + A^*$	excitare
$\downarrow$	
$A^* \rightarrow A +$ fotoni	dezexcitare spontană prin emisia unuia sau a mai multor fotoni
$e^- + A \rightarrow A^+ + e^- + e^-$	ionizare
$A^+ + e^- \rightarrow A +$ fotoni	captura unui electron însoțită de emisie de fotoni.

Interacțiunea fotonilor (γ) cu atomii (A):

$\gamma + A \rightarrow \gamma + A$	ciocnire elastică
$\gamma + A \rightarrow A^*$	excitare
$\downarrow$	
$A^* \rightarrow A + \gamma$	dezexcitarea atomului prin fluorescență de rezonanță

sau

$A^* \rightsquigarrow A + \text{fotoni}$	dezexcitarea atomului prin fluorescență
$\gamma + A \rightarrow A^+ + e^-$	fotoionizare
$\downarrow$	
$A^+ + e^- \rightarrow A + \text{fotoni}$	captura unui electron pe starea fundamentală însoțită de emisia de fotoni.

Probleme rezolvate

1. Energia necesară pentru a scoate un electron din atomul de sodiu este de 2,3 eV. Are loc efectul fotoelectric pentru sodiu pentru radiația galbenă cu lungimea de undă de $\lambda = 589$ nm?

Rezolvare

Notăm cu E_{prag} și λ_{prag} energia și lungimea de undă corespunzătoare frecvenței de prag.

$$E_{prag} = 2{,}3 \text{ eV} = h\nu = \frac{hc}{\lambda_{prag}}$$

$$\lambda_{prag} = \frac{hc}{E_{prag}} = \frac{6{,}626 \cdot 10^{-34} \cdot 3 \cdot 10^8}{2{,}3 \cdot 1{,}6 \cdot 10^{-19}} = 540{,}1 \text{ nm}.$$

$\lambda_{prag} < \lambda$, deci efectul fotoelectric nu poate avea loc.

2. Raze X cu $\lambda = 0{,}071$ nm scot fotoelectroni dintr-o foiță de aur. Electronii urmează traiectorii circulare într-un cîmp magnetic cu inducția B. Experiența arată că $rB = 1{,}88 \cdot 10^{-4}$ Tm. Să se găsească energia cinetică a fotoelectronilor și lucrul mecanic necesar scoaterii electronilor din foița de aur.

Rezolvare.

$$m_0 v^2/r = evB;\ m_0 v = erB = 1{,}6 \cdot 10^{-19} \cdot 1{,}88 \cdot 10^{-4} = 3{,}01 \cdot 10^{-23}$$

$$E_{cin} = \frac{m_0 v^2}{2} = \frac{m_0^2 v^2}{2m_0} = \frac{(3{,}01 \cdot 10^{-23})^2}{2 \cdot 9{,}1 \cdot 10^{-31}} = 4{,}97 \cdot 10^{-15} \text{ J}$$

$$E_\gamma = \frac{hc}{\lambda} = \frac{6{,}626 \cdot 10^{-34} \cdot 3 \cdot 10^8}{0{,}71 \cdot 10^{10}} = 2{,}82 \cdot 10^{-15} \text{ J}$$

$$L = E_\gamma - E_{cin} = (2{,}82 - 0{,}497)\ 10^{-15} = 2{,}32 \cdot 10^{-15} \text{ J} = 14{,}39 \text{ keV}.$$

Ciocniri inelastice electron-atom. Experiența Franck-Hertz. Determinarea nivelelor discrete de energie ale atomilor sau moleculelor se poate face fie pe cale optică (spectroscopică), fie pe cale electrică. În paragraful de față vom descrie o metodă electrică.

Dispozitivul experimental. În figura 2.10 este dată schema experienței Franck și Hertz (1914) pentru determinarea nivelelor de excitare ale atomilor.

Electronii emiși de catodul C sînt accelerați în spațiul dintre catod și grila G cu ajutorul unei tensiuni de accelerare, culeasă potențiometric

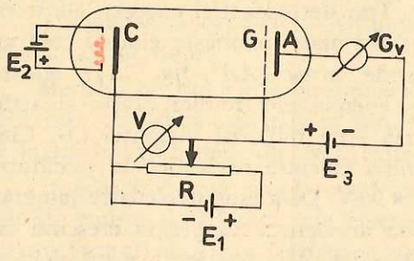


Fig. 2.10. Schema dispozitivului Franck și Hertz. E_1 — sursa tensiunii de accelerare a electronilor, E_2 — sursa tensiunii de încălzire a filamentului, E_3 — sursa de tensiune pentru cîmpul contrar, între anodul A și grila G.

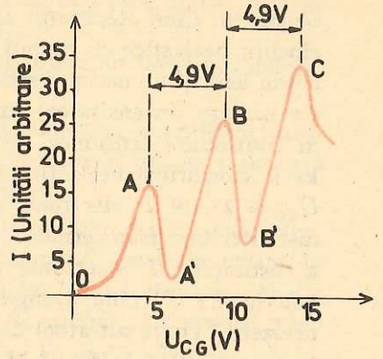


Fig. 2.11. Diagrama curent-tensiune în experiența Franck și Hertz cu vapori de mercur. I — intensitatea curentului prin galvanometru Gv. U_{CG} — tensiunea de accelerare catod-grilă; tensiunea retardantă $U_{AG} = 0{,}5$ V, presiunea vaporilor de mercur $p = 1$ Torr.

(prin deplasarea cursorului rezistorului R) de la sursa E_1. Între grila G și anodul A este aplicată o mică tensiune contrară (sub 1 V) care frînează electronii. Grila G este foarte aproape de anodul A, pentru ca electronii ce pătrund între A și G să nu sufere ciocniri în acest spațiu. Fiind accelerați în spațiul CG, electronii trec prin grila G învingînd cîmpul contrar slab, dintre G și A, și dau naștere unui curent măsurabil, indicat de galvanometrul Gv. Cu creșterea tensiunii de accelerare între C și G (măsurată cu voltmetrul V), curentul anodic crește.

În figura 2.11 este reprezentată intensitatea curentului în funcție de tensiunea catod-grilă, în cazul în care în interiorul tubului se află vapori de mercur *.

Se observă că o dată cu creșterea tensiunii U_{CG}, curentul nu variază monoton (ca pe porțiunea OA, de exemplu) ci formează o serie de maxime (A, B, C) egal depărtate între ele.

Explicarea fenomenului. Apariția acestor maxime se explică în felul următor. La început, electronii suferă doar ciocniri elastice cu atomii de mercur și, deoarece $m_e \ll m_{Hg}$, electronii nu pierd, practic, nimic din energia lor cinetică la fiecare ciocnire în spațiul CG; ca urmare, energia cinetică a lor crește o dată cu creșterea tensiunii U_{CG}. Totodată, crește și numărul lor (deci și curentul I), cum am spus mai sus. Se obține astfel porțiunea OA care este asemănătoare caracteristicii curent-tensiune într-o diodă

* În acest caz, pentru asigurarea unui drum liber mediu corespunzător, tubul se află într-un cuptor, la temperatura de 100—150°C.

obișnuită. Cînd electronii, ajunși lîngă grila G, au energia 4,9 eV, ei suferă ciocniri neelastice cu atomii de mercur. Transferînd astfel energia, electronii devin lenți și nu mai pot străbate spațiul GA unde domnește cîmpul contrar. Ca urmare, intensitatea curentului scade brusc (AA', fig. 2.11). Mărind în continuare tensiunea de accelerare, energia electronilor crește și astfel locul ciocnirilor neelastice se deplasează spre mijlocul distanței CG. Cînd $U_{CG} = 2 \cdot 4{,}9$ V, electronii suferă o primă ciocnire neelastică la jumătatea distanței CG, transferînd o energie de 4,9 eV. De-a lungul celeilalte jumătăți a distanței CG, electronul este din nou accelerat, energia sa crescînd din nou la 4,9 eV cînd ajunge în dreptul grilei. Aici are loc o nouă ciocnire neelastică cu un alt atom de mercur, intensitatea curentului scăzînd din nou (porțiunea BB' în fig. 2.11). În continuare, se formează, analog, al treilea maxim C, și așa mai departe. Așadar, în spațiul de accelerare electronii nu cedează energie atomilor de mercur atîta timp cît energia lor este mai mică decît 4,9 eV. Cînd $U_{CG} = 4{,}9$ V ei cedează energia de 4,9 eV lîngă G. Cînd $U_{CG} = 2 \cdot 4{,}9$ V, ei cedează 4,9 eV o dată la mijlocul spațiului, apoi lîngă G. Cînd $U_{CG} = 3 \cdot 4{,}9$ V, ei cedează 4,9 eV de trei ori etc., astfel încît distanța între maximele A, B, C,... este de 4,9 V.

Concluzie. Așadar, atomul de mercur, în această experiență, *nu absoarbe decît o energie bine determinată* (4,9 eV). Ca urmare, el trece din starea fundamentală într-o stare excitată, pe nivelul de excitare 4,9 eV. Dacă experimentul se realizează în vapori de potasiu, se găsește că energia (nivelul) de excitare a acestuia este 1,63 eV. Pentru atomul de sodiu se găsește 2,12 eV, iar pentru heliu, 21 eV. Acestea sînt primele (cele mai joase) nivele de excitare, numite și nivele de rezonanță. Perfecționînd această metodă, a cîmpului contrar, se pot obține și alte nivele discrete de excitare, superioare celor de rezonanță. În felul acesta, s-a putut demonstra existența nivelelor energetice cuantificate în atom, care explică fenomenele de absorbție cuantificată a energiei de către acesta. Prin aceeași metodă s-au determinat și energiile de ionizare ale atomilor.

Primele rezultate ale acestor determinări au fost publicate de Franck și Hertz înainte de formularea, de către Bohr a teoriei sale privitoare la structura cuantificată a atomului. Astfel de cercetări au constituit bazele experimentale ale modelului cuantic pentru atom și de aceea, experimentul Franck și Hertz este considerat ca unul din experimentele fundamentale ale fizicii atomice.

2.6. NUMERE CUANTICE

Unele dificultăți ale modelului lui Bohr. La paginile 61—63 și 66—67 am arătat că experiențele confirmă postulatele lui Bohr. Stările atomilor sînt stări staționare cu energia cuantificată și energia fotonilor absorbiți

sau emiși la un șir discret de valori, fiind egală cu diferența dintre valorile energiilor sistemului în aceste stări.

Trebuie să facem însă o distincție între postulatele lui Bohr și modelul atomic al lui Bohr.

Modelul lui Bohr este un model foarte simplu de atom cuantificat; atomul este considerat un sistem format dintr-un nucleu și un electron care se mișcă în jurul nucleului pe o traiectorie circulară.

În această formă simplă, modelul atomic al lui Bohr explică bine efectele de emisie și absorbție ale atomului de hidrogen. El poate fi extins la atomii formați dintr-un nucleu cu sarcina Ze și un singur electron. Acești atomi se numesc atomi hidrogenoizi. Exemple de atomi hidrogenoizi sînt următorii atomi ionizați: He^+ ($Z = 2$), Li^{2+} ($Z = 3$), Be^{3+} ($Z = 4$).

Pentru atomii hidrogenoizi energia stărilor sistemului se poate descrie printr-o relație analoagă celei calculate pentru atomul de hidrogen:

$$E_n = -\frac{m_0 Z^2 e^4}{8h^2\varepsilon_0^2} \cdot \frac{1}{n^2}, \tag{2.34}$$

unde Z este numărul atomic al nucleului, iar n *numărul cuantic principal* deoarece cuantifică energia. Modelul lui Bohr reproduce corect și seriile spectrale ale atomilor hidrogenoizi.

În cazul atomilor cu mai mulți electroni, modelul lui Bohr nu mai poate explica spectrele mai complexe de emisie și absorbție ale acestora. Era de așteptat ca un model atît de simplu să nu fie valabil pentru toți atomii. În atomul cu mai mulți electroni, aceștia interacționează cu nucleul, dar, în același timp și între ei. Interacțiunea principală rămîne interacțiunea electronilor cu nucleul. Celelalte interacțiuni din atom modifică energia nivelelor și expresia simplă a energiei dedusă pe baza modelului atomic al lui Bohr nu mai este corectă. Primele abateri apar în spectrele metalelor alcaline.

Numărul cuantic principal. S-a constatat că spectrele diferiților atomi se pot explica dacă în expresia energiei, dată de modelul lui Bohr (2.34), se introduc o serie de corecții care țin seama de interacțiunile dintre electroni. Aceste corecții nu modifică prea mult energia nivelului Bohr. De aceea numărul cuantic n, care cuantifică valoarea energiei după o expresie analoagă celei date de modelul lui Bohr, se numește număr cuantic principal. El ia valori întregi și pozitive, $n = 1, 2, 3...$.

Numărul cuantic orbital. Am arătat în paragraful II.2.4 că, dacă impunem condiția ca unda de Broglie a electronului pe orbită să fie undă staționară, obținem o condiție de cuantificare a momentului cinetic (2.20). Vom vedea în continuare că această condiție de cuantificare a momentului cinetic este mult mai generală și nu este legată de modelul particular al orbitelor circulare.

Să arătăm cîteva proprietăți ale momentului cinetic al electronului în mișcarea sa în cîmpul de forțe electrostatice ale nucleului.

Momentul cinetic este momentul impulsului și se definește prin relația cunoscută din clasa a IX-a:

$$\vec{L} = \vec{r} \times \vec{p} \tag{2.35}$$

$\vec{L}$ este un vector perpendicular pe raza vectoare și pe impulsul electronului. În cazul mișcării planetare a unui electron în jurul unui centru de forțe, momentul cinetic este perpendicular pe planul orbitei (fig. 2.12). Deoarece forța de atracție acționează pe direcția razei vectoare $\vec{r}$, momentul forței este nul și, din legea fundamentală a dinamicii, rezultă că momentul cinetic este constant în timp:

$$\vec{r} \times \vec{F} = \vec{r} \times \frac{d\vec{p}}{dt} = \frac{d}{dt}(\vec{r} \times \vec{p}) = 0; \quad \vec{L} = \text{const.} \tag{2.36}$$

Așadar, momentul cinetic este o *constantă a mișcării* atît ca mărime cît și ca direcție pentru mișcarea în cîmp de forțe centrale.

Pe lîngă această proprietate a momentului cinetic, demonstrată în mecanica clasică, mecanica cuantică arată că pentru microparticule valorile momentului cinetic pe orbitele staționare sînt cuantificate (pot lua numai valori discrete). Relația de cuantificare a *momentului cinetic orbital* este următoarea:

$$|\vec{L}| = \sqrt{(l+1)}\,\hbar. \tag{2.37}$$

l se numește *număr cuantic orbital* și ia valori întregi pozitive și zero: 0, 1, 2,... .

Introducem acest rezultat al mecanicii cuantice fără suport intuitiv. Comparînd relația (2.37) cu cea de cuantificare a momentului cinetic admisă în modelul Bohr, observăm, în primul rînd, faptul că numărul cuantic orbital l, care dă valori discrete momentului cinetic este altul decît numărul cuantic principal, n, care cuantifica în modelul Bohr și momentul cinetic și energia, iar în al doilea rînd, că expresia relației de cuantificare simplificată (2.20) a lui Bohr nu este valabilă în mecanica cuantică.

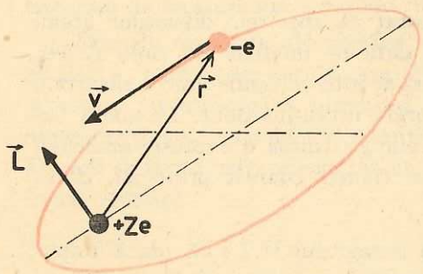


Fig. 2.12. Mișcarea unui electron pe o orbită eliptică. Momentul cinetic $\vec{L}$ este perpendicular pe $\vec{r}$ și $\vec{v}$ deci perpendicular pe planul orbitei. Forța de atracție acționează pe direcția razei vectoare $\vec{r}$.

În mecanica cuantică, pentru o valoare n a numărului cuantic principal există n valori ale numărului cuantic orbital l, iar valoarea maximă a lui l este $n - 1$.

Faptul că energia nivelului depinde numai de numărul cuantic principal, n, pentru mai multe stări ale electronului (caracterizate prin valorile numărului cuantic orbital l), a făcut să se spună că nivelul energetic este *degenerat*. Gradul de degenerare a unui nivel este dat de numărul de stări distincte ale electronului care corespund aceleiași valori a energiei.

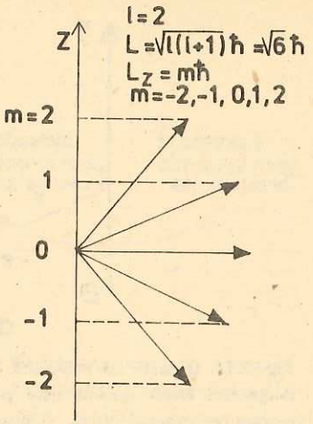


Fig. 2.13. Cuantificarea orientării spațiale a momentului cinetic orbital pentru valoarea $l = 2$. Numărul de proiecții posibile este $2l + 1 = 5$.

Numărul cuantic magnetic. În mecanica cuantică se arată că momentul cinetic este cuantificat și ca mărime și ca direcție. Relația (2.37) cuantifică numai mărimea momentului cinetic. Direcția momentului cinetic se cuantifică prin condiția ca proiecția sa pe o direcție oarecare (să alegem axa Oz) să ia numai valori discrete, conform relației:

$$L_z = m\hbar, \tag{2.38}$$

unde m este un număr întreg care ia toate valorile întregi pozitive și negative între $-l$ și $+l$.

Pentru a înțelege mai bine felul în care are loc cuantificarea, să urmărim figura 2.13. Pentru o valoare dată a numărului cuantic orbital, l, numărul cuantic m poate lua $2l + 1$ valori care corespund la tot atîtea orientări spațiale posibile ale vectorului moment cinetic; m se numește *număr cuantic magnetic*, deoarece, după cum vom vedea în continuare, descrie comportarea atomului în cîmp magnetic.

Electronul, fiind o particulă electrizată în mișcare pe o traiectorie închisă, se va comporta ca un dipol magnetic. *Momentul magnetic orbital* este orientat perpendicular pe suprafața orbitei și e antiparalel cu momentul cinetic deoarece electronul are sarcina negativă. Figura 2.14 ilustrează orientarea momentelor cinetic și magnetic ale electronului în mișcare orbitală.

Momentul magnetic orbital al electronului se poate calcula după relația:

$$\vec{\mu} = -\frac{e}{2m_0}\vec{L}. \tag{2.39}$$

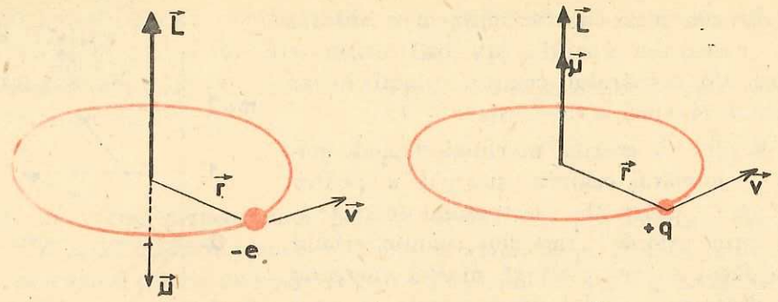


Fig. 2.14. O particulă încărcată în mișcare pe o traiectorie închisă este echivalentă cu un dipol magnetic. Dacă sarcina este pozitivă (cazul *b*), momentul magnetic μ este paralel cu momentul cinetic; dacă sarcina este negativă (cazul *a*) momentul magnetic μ este antiparalel cu momentul cinetic.

Datorită cuantificării mărimii momentului cinetic orbital și a proiecției sale pe o axă, se cuantifică și momentul magnetic orbital electronic astfel încît:

$$|\vec{\mu}| = -\frac{e}{2m_0}\sqrt{l(l+1)}\,\hbar, \qquad (2.40)$$

Procopiu, Ștefan (1890–1972) fizician român, profesor la Universitatea din Iași.

$$\mu_z = -\frac{e}{2m_0}m\hbar, \qquad (2.41)$$

sau

$$\mu_z = -m\mu_B, \qquad (2.42)$$

unde mărimea $\mu_B = \frac{e\hbar}{2m_0}$ se numește *magnetonul lui Bohr** și are valoarea:

$$\mu_B = 0{,}927 \cdot 10^{-23}\ \mathrm{A \cdot m^2}. \qquad (2.43)$$

Alegerea axei *Oz* ca direcție privilegiată pentru cuantificarea momentului cinetic nu are nici o semnificație, dacă spațiul este izotrop (are aceleași proprietăți în toate direcțiile). Dacă atomul se află într-un cîmp magnetic de inducție $\vec{B}$, momentul magnetic orbital interacționează cu cîmpul magnetic și tinde să se orienteze astfel încît să ajungă într-o stare de energie totală minimă.

Să alegem axa *z* după direcția vectorului $\vec{B}$.

Energia potențială de interacțiune magnetică este:

$$E_{mag} = -\mu_z B. \qquad (2.44)$$

Dacă introducem în relația (2.44) condiția de cuantificare a proiecției momentului magnetic din (2.41) obținem:

Fig. 2.15. Modificarea energiei totale a electronului în prezența cîmpului magnetic în cazul în care numărul cuantic orbital are valoarea $l = 2$. În locul unui singur nivel, apar $2l + 1 = 5$ subnivele.

$$E_{mag} = \frac{e\hbar}{2m_0}mB = \mu_B m B. \qquad (2.45)$$

Din punct de vedere clasic, energia de interacțiune magnetică poate să ia orice valoare între $-\mu_B B$ și $+\mu_B B$, deoarece momentul magnetic μ poate să aibă orice orientare spațială. Cuantificarea orientării spațiale a momentului magnetic face însă ca energia de interacțiune magnetică să ia numai valori discrete.

Energia magnetică se adaugă energiei totale a electronului pe orbită în absența cîmpului și modifică astfel valoarea energiei nivelului. Deci, în cîmp magnetic, în locul unui singur nivel de energie apar $2l + 1$ nivele corespunzătoare valorilor numărului cuantic magnetic m deplasate față de nivelul dat cu valorile

$$-\mu_B lB,\ -\mu_B(l-1)B,\ \ldots,\ 0,\ \mu_B B,\ \ldots,\ \mu_B(l-1)B,\ \mu_B lB.$$

Prin urmare nivelul energetic se despică în $2l + 1$ subnivele energetice.

Situația este ilustrată în figura 2.15 în cazul unui nivel pentru care numărul cuantic orbital este $l = 2$.

Fenomenul a fost observat experimental și poartă numele de *efect Zeeman*; pentru un ansamblu de atomi în cîmp magnetic, liniile spectrale se multiplică datorită despicării nivelelor energetice. Frecvențele liniilor satelit care apar în jurul liniilor emise în absența cîmpului magnetic sînt măsurabile și acestea pot fi observate chiar cu spectrografe cu putere de rezoluție nu prea mare.

Numărul cuantic de spin. O dată cu dezvoltarea spectroscopiei de înaltă rezoluție s-au pus în evidență o serie de caracteristici ale spectrelor care nu pot fi explicate de modelele cu 3 numere cuantice: n, l, m.

Această discordanță apare cel mai clar la spectrele atomilor metalelor alcaline. Spectrul sodiului, de exemplu, privit cu un spectroscop obișnuit,

* Această valoare a fost pentru prima oară calculată de fizicianul român Ștefan Procopiu și publicată în 1913; de aceea ea se mai numește *magnetonul Bohr-Procopiu*.

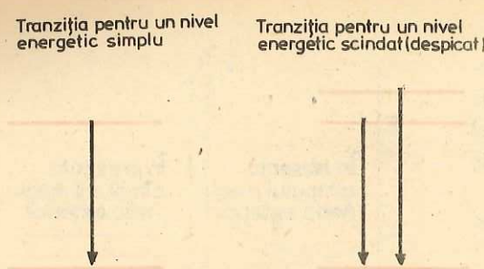


Fig. 2.16. Scindarea nivelului de energie duce la apariția a două linii spectrale cu lungimi de undă foarte apropiate.

prezintă o singură linie galbenă. Cu un spectroscop cu o putere de rezoluție mai bună, se constată că această linie este formată dintr-o pereche de linii — un dublet — cu lungimile de undă foarte apropiate: 588,9953 și 589,5930 nm. Apariția celor două linii indică faptul că nivelele între care are loc tranziția sînt scindate așa cum se vede în figura 2.16. Scindarea nivelului nu se poate explica decît printr-o interacțiune suplimentară de tipul celei din cîmp magnetic. Dar, deoarece efectul apare în absența cîmpului magnetic exterior, explicația trebuie căutată în interacțiunile din interiorul atomului.

Explicația a fost dată prin introducerea unei noi proprietăți a electronului, *momentul cinetic propriu, sau de spin.*

Inițial, momentul cinetic de spin a fost asociat cu imaginea intuitivă a electronului care se rotește în jurul axei proprii. Apoi s-a văzut că acesta este numai un suport intuitiv, deoarece s-a putut stabili că proprietățile momentului cinetic de spin sînt proprietăți cuantice care nu pot fi intuite.

Momentul cinetic de spin, pe care îl notăm cu $\vec{S}$, ia numai valori discrete, după o relație analoagă celei care cuantifică momentul cinetic orbital:

$$\vec{S} = \sqrt{s(s+1)}\,\hbar. \tag{2.46}$$

s este numărul cuantic de spin și pentru electron el are valoarea $s = \frac{1}{2}$.

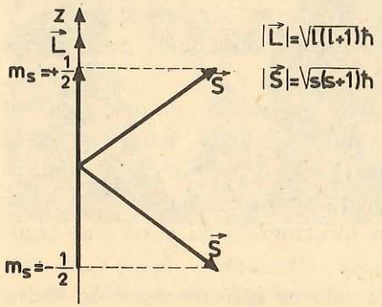


Fig. 2.17. Orientarea momentului cinetic de spin în cîmpul magnetic creat de momentul cinetic orbital.

Proiecția momentului cinetic de spin pe o axă arbitrară este dată de numărul cuantic magnetic de spin m_s

$$S_z = m_s\hbar. \tag{2.47}$$

m_s are $2s + 1 = 2 \cdot \frac{1}{2} + 1 = 2$ valori.

Aceste valori sînt $m_s = -\frac{1}{2}, +\frac{1}{2}$.

Orientarea momentului cinetic de spin și proiecțiile sale pe o axă sînt ilustrate în figura 2.17.

Momentului cinetic de spin îi este atașat, ca și în cazul mișcării orbitale, un *moment magnetic de spin*. Măsurarea directă a momentului magnetic de spin a electronului a dat valoarea:

$$\vec{\mu}_s = \frac{2e}{2m_0}\vec{S}. \tag{2.48}$$

Proiecția sa pe axa z va fi:

$$\mu_{sz} = \frac{2e\hbar}{2m_0} m_s = 2\mu_B m_s = \pm\,\mu_B. \tag{2.48'}$$

Să încercăm să răspundem cu aceste elemente la întrebarea: de ce se despică nivelele de energie ale atomilor?

Mișcarea orbitală a electronului creează un cîmp magnetic orientat pe direcția momentului cinetic al mișcării orbitale.

Momentul magnetic propriu de spin al electronului interacționează cu cîmpul magnetic creat de mișcarea orbitală. După cum am văzut din relația (2.45), energia de interacțiune are atîtea valori distincte cîte orientări are momentul magnetic în raport cu axa cîmpului, deci $2s + 1 = 2$. Prin urmare orice nivel care are un moment cinetic orbital diferit de zero (deci $l \neq 0$) se va despica în două subnivele așa cum s-a arătat în figura 2.16; în locul unei radiații cu o singură frecvență, se vor emite două linii cu frecvențe apropiate.

Despicarea liniilor spectrale din cauza interacțiunii între momentul de spin și momentul orbital se numește *structură fină* a liniilor spectrale.

Concluzie. Stările staționare ale electronului în atom sînt caracterizate prin patru numere cuantice și orice combinație a acestor numere indică o anumită stare a electronului. Mulțimea stărilor posibile se ordonează prin gruparea lor în *pături* și *subpături*. Toți electronii care se găsesc în stări cu același număr cuantic principal, n, sînt considerați ca făcînd parte dintr-o pătură electronică. Pentru aceeași valoare a numărului cuantic principal, stările electronilor caracterizate prin diferite valori ale numărului cuantic orbital, l, formează subpături electronice.

Pentru a da o denumire prescurtată a păturilor se utilizează următoarele simboluri. Păturile principale se numesc: $K(n = 1)$; $L(n = 2)$; $M(n = 3)$ etc. Subpăturile, caracterizate prin numărul orbital l, se numesc: $s(l = 0)$; $p(l = 1)$; $d(l = 2)$; $f(l = 3)$ etc.

O sinteză asupra definițiilor și valorilor numerelor cuantice este dată în tabelul 2.1.

Tabelul 2.1

Număr cuantic	Semnificații	Relația de definiție	Valori posibile	Simbol cuantic special
Număr cuantic principal, n	Definește energia pe nivelul Bohr	$E = -\frac{m_0 Z^2 e^4}{8\hbar^2\epsilon_0^2}\frac{1}{n^2}$	$n = 1, 2, 3, \ldots$	$K, L, M, N, O, \ldots$
Număr cuantic orbital, l	Definește mărimea momentului cinetic orbital	$\lvert \vec{L} \rvert = \sqrt{l(l+1)}\,\hbar$	$l = 0, 1, 2, \ldots (n-1)$ n valori	$s, p, d, f, \ldots$
Număr cuantic orbital magnetic, m	Definește proiecția pe o axă (z) a momentului cinetic orbital	$L_z = m\hbar$	$m = -l, -l+1 \ldots -1, 0, 1, \ldots, l$ $2l + 1$ valori	
Număr cuantic magnetic de spin m_s	Definește proiecția pe o axă (z) a momentului cinetic de spin	$S_z = m_s\hbar$	$m_s = -\frac{1}{2}, \frac{1}{2}$ $2s+1 = 2$ valori	

2.7. ATOMUL CU MAI MULȚI ELECTRONI

O serie de observații experimentale l-au condus pe Pauli la formularea următorului principiu: într-un atom sau sistem atomic (moleculă) nu poate exista decît un singur electron caracterizat de același grup de patru numere cuantice n, l, m și m_s.

Pauli, Wolfgang (1900–1958) fizician elvețian, profesor la Universitatea din Zürich, Premiul Nobel pentru Fizică (1945).

Principiul lui Pauli este în acord cu cerințele mecanicii cuantice moderne și are o importanță deosebită în teoria atomilor cu mai mulți electroni, pentru fundamentarea teoretică a sistemului periodic al elementelor.

Numărul electronilor care au aceleași numere cuantice n și l se obține știind că pentru o valoare a numărului cuantic l, numărul cuantic m poate lua $(2l + 1)$ valori, iar pentru fiecare grup de trei numere cuantice n, l, m, numărul cuantic de spin poate lua două valori diferite. Rezultă astfel că numărul

electronilor care au aceleași numere cuantice n și l, numiți electroni echivalenți, este egal cu $2(2l + 1)$. Făcînd $l = 0, 1, 2, \ldots$ se obține numărul electronilor s (în număr de 2), p (în număr de 6), d (în număr de 10) etc., care pot intra într-o anumită pătură electronică a atomului. Să calculăm numărul electronilor dintr-un atom care au același număr cuantic principal n. Pentru o valoare dată a lui n, numărul cuantic l poate lua n valori: 0, 1, 2, ..., $n - 1$, iar pentru o valoare dată numerelor cuantice n și l, atomul poate avea $2(2l + 1)$ electroni. Astfel numărul maxim de electroni cu același număr cuantic principal va fi:

$$\sum_{l=0}^{n-1} 2(2l + 1) = 2[1 + 3 + 5 + \ldots + (2n - 1)] = 2n^2. \qquad (2.49)$$

Tabelul 2.2

Stări energetice ale electronilor în atom

	K	L		M		
n	1	2		3		
l	$0(s)$	$0(s)$	$1(p)$	$0(s)$	$1(p)$	$2(d)$
m	0	0	$-1, 0, +1$	0	$-1, 0, +1$	$-2, -1, 0, +1, +2$
m_s	$\pm\frac{1}{2}$	$\pm\frac{1}{2}$	$\pm\frac{1}{2}, \pm\frac{1}{2}, \pm\frac{1}{2}$	$\pm\frac{1}{2}$	$\pm\frac{1}{2}, \pm\frac{1}{2}, \pm\frac{1}{2}$	$\pm\frac{1}{2}, \pm\frac{1}{2}, \pm\frac{1}{2}, \pm\frac{1}{2}, \pm\frac{1}{2}$
Stări posibile	2	2	6	2	6	10
Număr total	2	8		18		

În tabelul 2.2 sînt prezentate stările energetice posibile pentru electronii păturilor K, L și M. În ce ordine sînt ocupate stările energetice de către electroni? Atomii reprezintă sisteme stabile și, cum orice sistem stabil se află în starea de energie minimă, ar rezulta că toți electronii dintr-un atom ar trebui să se găsească în starea cu numărul cuantic principal $n = 1$. O asemenea structură este incompatibilă cu periodicitatea proprietăților atomice și cu principiul lui Pauli. Pentru a fi satisfăcut atît principiul lui Pauli cît și legea stabilității la energie totală minimă, stările energetice sînt ocupate de electroni în ordinea crescătoare a energiilor. Energia unui electron dintr-o anumită pătură depinde de valoarea numărului cuantic l, dar această dependență este mult mai slabă decît dependența energiei de numărul cuantic n. Calculul energiei pentru diferiți electroni într-un atom cu mai mulți electroni arată că pentru $n \geqslant 3$ energiile unei pături se întrepătrund cu acelea ale unei alte pături

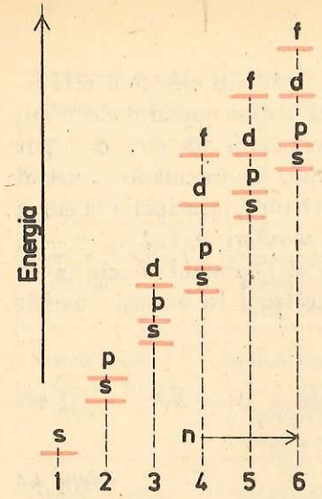


Fig. 2.18. Ordonarea energiilor electronilor într-un atom, corespunzătoare diferitelor stări caracterizate prin numerele cuantice n și l. Stările atomice sînt ocupate cu electroni în ordinea crescîndă a energiilor.

(fig. 2.18). Acest fapt este foarte important deoarece explică ordinea de ocupare de către electroni a păturilor electronice, pentru fiecare element pe măsură ce Z crește. Prin urmare ordinea de ocupare a subpăturilor electronice este următoarea: $1s$, $2s$, $2p$, $3s$ $3p$, $4s$, $3d$, $4p$, $5s$, $4d$, $5p$, $6s$, $4f$, $5d$, $6p$ etc. (litera indică starea l și numărul din față, valoarea numărului cuantic principal n).

Sistemul periodic al elementelor. O primă ordonare a elementelor chimice a fost făcută de D. I. Mendeleev în 1869 (tabloul Mendeleev) și reprezenta o succesiune a elementelor după masa atomică și asemănările chimice. Întocmirea acestui tabel i-a permis lui Mendeleev să corecteze caracteristicile unor elemente și să prevadă existența altora care au fost descoperite mai tîrziu. Mendeleev a arătat că, atunci cînd aranjăm elementele în ordinea greutăților atomice (cu un număr mic de excepții), proprietățile lor fizice și chimice se repetă periodic. Astăzi știm că elementele din tabelul lui Mendeleev nu sînt așezate după greutățile atomice, ci după numărul atomic Z. Cele două moduri de ordonare coincid aproape în întregime. Periodicitatea în proprietățile elementelor se explică prin faptul că electronii se dispun în pături și subpături de un anumit fel. Toți electronii care intră în structura aceleiași pături au același număr cuantic principal. Fiecare perioadă începe cu completarea cu electroni a unei noi pături. Proprietățile fizico-chimice ale elementelor sînt determinate de numărul și de poziția electronilor de valență. De aceea, completarea periodică a noilor pături duce la periodicitatea proprietăților atomilor. Așadar, periodicitatea proprietăților elementelor reflectă periodicitatea în poziția electronilor din atomi.

Prima perioadă conține numai două elemente. Primul element este hidrogenul care are un singur electron. Acesta se găsește în starea de energie minimă, deci are numărul cuantic principal $n = 1$ și numărul cuantic orbital $l = 0$ iar numărul cuantic magnetic $m = 0$. Numărul său cuantic de spin este $m_s = \frac{1}{2}$ sau $m_s = -\frac{1}{2}$. Al doilea element este heliul. Atomul de heliu are doi electroni $1s$ cu $m_s = +\frac{1}{2}$ și $m_s = -\frac{1}{2}$. Un al treilea electron cu numărul cuantic principal $n = 1$ nu se mai poate

adăuga, deoarece numărul maxim de electroni care pot intra în pătura K este $N = 2 \cdot 1^2 = 2$.

Numărul electronilor dintr-o pătură (sau subpătură) se indică printr-un indice sus, în dreapta stării electronice. Pentru cei doi electroni $1s$ ai păturii K se scrie $1s^2$.

A doua perioadă începe cu completarea cu electroni a păturii $L(n = 2)$ iar primul element din această perioadă este litiul cu doi electroni în starea $1s$ și un electron în starea $2s$. Configurația electronică a litiului va fi $1s^2\ 2s^1$. Al patrulea element, beriliul, mai poate primi un electron de spin opus în starea $2s$ și deci va avea configurația electronică $1s^2\ 2s^2$. La al cincilea element nu se mai poate adăuga un alt electron în starea $2s$, deoarece posibilitățile de ocupare a stării $2s$ s-au epuizat. Nu începe însă o nouă pătură întrucît numărul cuantic principal $n = 2$ mai permite și numărul cuantic orbital $l = 1$, iar acesta, la rîndul său, numerele cuantice magnetice $m = -1,\ 0,\ +1$. Astfel, după completarea subpăturii $2s$ a păturii L începe ocuparea subpăturii $2p$ a păturii L cu cîte un electron pînă se ajunge la elementul cu numărul 10 (Ne) cînd se termină ocuparea stărilor cuantice ale păturii L. Configurația electronică a Ne se scrie $1s^2\ 2s^2\ 4p^6$. Completarea păturii $M(n = 3)$ cu electroni începe la al 11-lea element, sodiul, după care urmează magneziul și astfel cele două stări $3s$ sînt ocupate. De la elementul 13 (Al) la elementul 18 (Ar) urmează cei 6 electroni $3p$ posibili. Configurația electronică a Ar este $1s^2\ 2s^2\ 2p^6\ 3s^2\ 3p^6$. Observăm că la Ar s-au completat două subpături ale păturii M și că am ajuns din nou la un gaz inert. În continuare ar urma completarea subpăturii $3d$ cu 10 electroni (tabelul 2.2). Nu se întîmplă așa deoarece starea $4s$ are o energie mai coborîtă decît starea $3d$ (fig. 2.18) și astfel va fi ocupată mai întîi starea $4s$ cu doi electroni și după aceea starea $3d$ cu 10 electroni. Prin urmare configurația electronică a $^{39}_{19}K$ va fi $1s^2\ 2s^2\ 2p^6\ 3s^2\ 3p^6\ 4s^1 = (^{40}_{18}Ar)\ 4s^1$, unde paranteza simbolizează configurația electronică a $^{40}_{18}Ar$, iar a $^{40}_{20}Ca$ va fi $(^{40}_{18}Ar)\ 4s^2$. Următoarele etape de ocupare cu electroni a păturilor și subpăturilor pot fi ușor urmărite.

Electronii din straturile exterioare incomplete ale atomilor fiind mai slab legați de nucleu, sînt cei care participă activ la reacțiile chimice și determină însușirile lor fizice și chimice. De aici rezultă că elementele ale căror pături periferice au aceeași configurație, vor prezenta și proprietăți chimice asemănătoare. Numărul electronilor care aparțin păturii periferice condiționează în primul rînd valența elementelor. Astfel, atomii metalelor alcaline au un singur electron în pătura periferică a stării ns ($n = 2,\ 3,\ 4,\ 5,\ 6$ și 7). Ele sînt monovalente. Atomii metalelor din grupa alcalino-pămîntoase au pe pătura periferică doi electroni în starea ns^2 ($n = 2,\ 3,\ 4,\ 5$ și 6). Acești electroni sînt slab legați în atomi, ceea ce explică faptul că elementele celei de-a doua grupe sînt bivalente. Halogenii au o configurație electronică exterioară de forma $ns^2\ p^5$ ($n = 2,\ 3,\ 4,\ 5$). Stările p sînt incomplete și mai pot primi un electron după care sub-

Hulubei, Horia (1896–1973) fizician român, profesor la Universitățile din Iași și București.

pătura p se completează. Astfel prin captarea unui electron, halogenii realizează o configurație electronică stabilă. Așa se explică tendința puternică a elementelor din grupa a 7-a de a forma ioni negativi.

O stabilitate deosebită în ceea ce privește activitatea chimică prezintă gazele rare: He, Ne, . . ., Xe, Rn ale căror pături periferice au următoarele configurații: ${}_{2}^{4}\mathrm{He}$, $1s^2$; ${}_{10}^{20}\mathrm{Ne}$, $2s^2\,2p^6$; ${}_{18}^{40}\mathrm{Ar}$, $3s^2\,3p^6$; ${}_{36}^{84}\mathrm{Kr}$, $4s^2\,4p^6$; ${}_{54}^{131}\mathrm{Xe}$, $5s^2\,5p^6$; ${}_{86}^{222}\mathrm{Rn}$, $6s^2\,6p^6$. Se poate observa faptul că la aceste elemente ultimul electron completează o pătură. Elementele ale căror pături sînt ocupate complet cu electroni se comportă inactiv din punct de vedere chimic. De aici rezultă ideea că numai pătura exterioară în curs de completare are un rol important în comportarea chimică a elementelor.

2.8. RADIAȚII X

Radiațiile X sînt radiații electromagnetice analoage celor luminoase, însă de frecvențe mult mai mari. Domeniul de lungimi de undă corespunzătoare radiației X se întinde între 0,1 Å și 500 Å. Radiația X apare la bombardarea unei ținte cu electroni de viteză mare. Radiația X emisă conține atunci un *spectru continuu* și un *spectru de linii*, caracteristic elementului din care este făcută ținta. Radiațiile X se obțin în tuburi vidate în care electronii emiși de un catod incandescent (filament) sînt accelerați sub o tensiune de 60–125 kV (tuburi de raze X). Electronii cu viteză mare ciocnesc anodul (anticatodul). Elementul care emite radiația X este fixat pe anticatod sub formă de pastilă solidă. Schema de principiu a unui tub de raze X este dată în figura 2.19. Dacă diferența de potențial între catod și anod este U, electronii accelerați sub această diferență de potențial au energia cinetică:

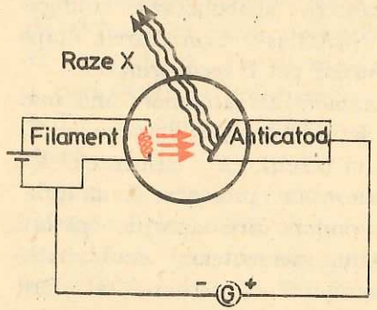


Fig. 2.19. Tubul de raze X. Electronii emiși de un filament încălzit sînt accelerați de cîmpul electric dintre catod (filament) și anod (anticatod). În urma ciocnirii acestora cu anticatodul iau naștere radiații X.

$$E_{cin} = eU. \qquad (2.50)$$

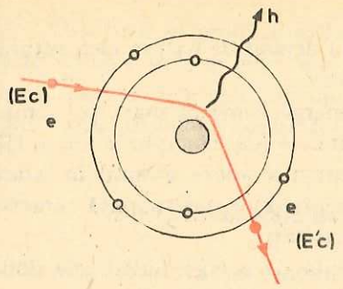


Fig. 2.20. Producerea radiației X de frînare de către un electron în cîmpul electrostatic al nucleului.

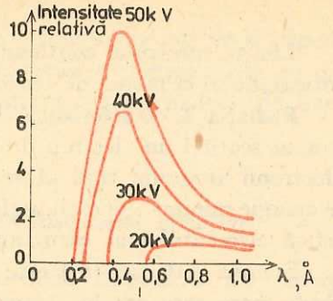


Fig. 2.21. Spectrul radiației X de frînare pentru diferite valori ale potențialului de accelerare. Spectrul începe de la o lungime de undă minimă care corespunde energiei maxime a radiației de frînare: $h\nu_{max} = eU$.

Radiația X emisă de anticatod este rezultatul interacțiunii între electronii rapizi și atomii substanței anticatodului.

Să explicăm modul în care se emite radiația X. Este vorba de două mecanisme diferite de interacțiune, unul duce la emisia *radiației de frînare*, celălalt la emisia *radiației caracteristice*.

Radiația X de frînare. Electronii cu viteză mare pot să treacă ușor prin învelișul electronic al atomilor și să se apropie de nucleu. Nucleul fiind încărcat pozitiv (cu sarcina $+Ze$), va devia electronul de la direcția sa inițială obligîndu-l să evolueze după o hiperbolă (fig. 2.20). În această mișcare el este frînat în cîmpul nucleului și emite fotoni.

Cu cît electronul trece mai aproape de nucleu, deci cu cît parametrul de ciocnire este mai mic, cu atît el este mai puternic frînat și energia fotonului emis este mai mare. Există și electroni care sînt frînați pînă la oprire. În acest caz, energia fotonului emis este egală cu energia electronului. Fotonii emiși de un ansamblu de electroni frînați pot avea orice energie între zero și energia maximă egală cu energia electronilor incidenți. Spectrul radiației de frînare este un spectru continuu. Forma sa pentru diferite tensiuni de accelerare este dată în figura 2.21. În această figură se reprezintă intensitatea radiației în funcție de lungimea de undă. Energiei maxime a radiației (eU) îi corespunde o *lungime de undă minimă* dată de relația:

$$h\nu_{max} = \frac{hc}{\lambda_{min}} = eU; \quad \lambda_{min} = \frac{hc}{eU}. \qquad (2.51)$$

Pe măsură ce creștem tensiunea de accelerare, limita spectrului continuu se deplasează spre lungimi de undă mai mici.

Limita spectrului continuu și forma lui nu depind de natura elementului anticatodului ci numai de tensiunea de accelerare.

Radiația X caracteristică. Electronii cu energie cinetică mare pot ioniza atomul scoțînd un electron de pe un nivel interior [de exemplu K ($n = 1$)]. Electronii atomului tind să se rearanjeze pentru a aduce atomul în stare de energie minimă; se emit astfel fotonii cu energia bine determinată caracteristică elementului ai cărui atomi au fost excitați.

Energia radiației ($h\nu$) este dată de diferența de energie între cele două nivele între care are loc tranziția, conform postulatului lui Bohr.

Frecvența radiației caracteristice se poate calcula destul de bine cu legea lui Moseley;

$$\tilde{\nu}_{kn} = R(Z - \sigma)^2\left(\frac{1}{n^2} - \frac{1}{k^2}\right). \qquad (2.52)$$

În această relație: $\tilde{\nu}_{kn} = \frac{\nu_{kn}}{c}$, R este constanta lui Rydberg, Z este numărul atomic al elementului emițător, n și k numerele cuantice principale ale nivelelor între care are loc tranziția, σ este o constantă, numită constantă de ecran care se determină experimental.

Se vede din relația (2.52) că frecvențele emise depind (prin Z) de tipul elementului emițător. Această dependență a adus spectrului de linii al radiației X, denumirea de spectru caracteristic. Relația (2.52) ne mai arată că între mecanismul de emisie al spectrului de raze X și mecanismul de emisie al spectrului luminos nu este mare diferență; spectrele de raze X au: 1) frecvențe mai mari deoarece se emit prin dezexcitare pe nivelele interioare și 2) sînt mai simple, avînd mai puține linii a căror frecvență variază monoton cu Z.

Din cauza acestei ultime caracteristici, spectrele de raze X se utilizează pentru identificarea elementelor, deci dau o metodă de analiză chimică. Metoda de analiză prin excitarea radiației X caracteristice este foarte precisă și foarte sensibilă.

Această metodă a servit la identificarea unor elemente grele necunoscute și la descoperirea elementelor transuraniene ($Z > 92$) în concentrație foarte mică.

Fizicianul român Horia Hulubei a adus contribuții importante în studiul radiațiilor X caracteristice emise de elementele grele.

2.9. TRANZIȚII SPONTANE ȘI INDUSE. EFECTUL LASER

După cum am văzut, atomii și moleculele pot absorbi sau emite radiație electromagnetică. Absorbția și emisia au loc prin trecerea sistemului de pe un nivel energetic pe altul. Cînd saltul cuantic al electronului se face de pe nivele energetice superioare pe nivele inferioare, atomul emite fotoni.

Pentru a se produce saltul de pe un nivel inferior pe un nivel superior este necesar să i se transfere atomului din exterior o energie egală cu diferența de energie dintre cele două nivele. Transferul poate avea loc, de exemplu, prin absorbția unui foton.

2.9.1. Probabilitățile de tranziție ale sistemelor cuantice

Am arătat că un sistem cuantic într-o stare staționară are energia constantă în timp și poate să rămînă în această stare un timp oricît de lung. Sub acțiunea unor cauze externe sau interne, sistemul trece într-o stare excitată. În această stare excitată sistemul nu poate rămîne un timp nedefinit, ci se dezexcită efectuînd *tranziții cuantice* în stări de energie mai joasă.

Modificarea stării interne a unui sistem sub acțiunea unor cauze interne sau externe se numește *tranziție cuantică a sistemului.*

Dezexcitarea sistemului poate să aibă loc pe mai multe căi. Procesul de dezexcitare este un proces aleator. Putem defini *probabilitatea de tranziție în unitatea de timp* prin relația:

$$P = \lim_{\Delta t \to 0}\left(-\frac{\Delta N}{N} \cdot \frac{1}{\Delta t}\right), \qquad (2.53)$$

în care ΔN este numărul de sisteme care au executat tranziția în intervalul de timp Δt iar N, numărul de sisteme în stare excitată (capabile să execute tranziția). Semnul minus apare datorită faptului că numărul de atomi în stare excitată scade în timp ($\Delta N < 0$) dar probabilitatea de tranziție este o mărime pozitivă.

Dacă această probabilitate este constantă în timp, din relația (2.53) se poate deduce legea de variație în timp a numărului de sisteme în stare excitată, N. Relația (2.53) se poate scrie sub forma unei ecuații diferențiale:

$$\frac{dN}{N} = -P\,dt$$

care se integrează în felul următor:

$$\int_{N_0}^{N} \frac{dN}{N} = -\int_0^t P\,dt$$

$$\ln \frac{N}{N_0} = -Pt$$

$$N = N_0 e^{-Pt},$$

N_0 este numărul de sisteme în stare excitată la momentul arbitrar ales, $t = 0$.

Se obișnuiește să se utilizeze în loc de probabilitatea de tranziție P, mărimea inversă:

$$\tau = \frac{1}{P} \tag{2.54}$$

care se numește timpul mediu de viață al stării excitate.

Legea de variație în timp a numărului de sisteme în stare excitată se va scrie atunci:

$$N = N_0 e^{-t/\tau}. \tag{2.55}$$

Legea aceasta ne arată că cele N_0 sisteme nu rămîn, toate, o aceeași durată în starea excitată; unele rămîn un timp mai lung, altele mai scurt, dar în medie rămîn în stare excitată un timp egal cu viața medie τ caracteristică sistemului. Timpul mediu de viață în stare excitată nu depinde de numărul de sisteme excitate, ci numai de caracteristicile interne ale stării sistemului.

Legea aceasta are un caracter foarte general, este adevărată pentru toate tranzițiile, indiferent de interacțiunile din sistem și de natura tranziției.

2.9.2. Emisia spontană, emisia indusă

Am văzut mai sus că atomul rămîne în starea excitată un timp τ finit (de obicei 10^{-8} s) după care el trece spontan, adică de la sine, pe nivelul inferior, emițînd un foton cu o energie corespunzătoare. Avem de-a face în acest caz cu *emisia spontană*, de la sine, fără intervenția vreunui factor exterior. Nivelele energetice care pot rămîne excitate timp mai îndelungat (mult mai mare decît 10^{-8} s) sînt *nivele metastabile*. Atomul excitat pe o stare metastabilă va trece deci (tot spontan) pe nivele inferioare după un timp mai lung. Dacă însă, după un timp mai scurt decît timpul de viață, atomul excitat pe nivelul metastabil este acționat (stimulat) de un factor exterior, de exemplu de o radiație electromagnetică, el se poate dezexcita înainte de expirarea timpului de viață al nivelului excitat. Emisia fotonului, în acest caz, se numește *emisie indusă* sau *emisie stimulată*. Dacă tranziția indusă are loc între nivelul metastabil W_m și un nivel W_n inferior, prin stimularea cu un foton avînd energia $h\nu$ egală cu $W_m - W_n$, atunci fotonul emis, de energie $h\nu$, este însoțit de fotonul, cu aceeași energie, care a stimulat emisia. Pe lîngă fotonul incident mai apare deci încă unul, de aceeași energie și în fază cu primul, obținîndu-se doi fotoni cu energia totală $2h\nu$. Dacă acești doi fotoni întîlnesc cel puțin cîte un atom excitat pe W_m, se vor produce alte două emisii stimulate, adică încă $2h\nu$ și deci, în total $4h\nu$. În general, dacă fotonii în substanța respectivă întîlnesc un număr destul de mare

de atomi excitați pe nivelul W_m, atunci pentru fiecare foton incident pe substanța dată s-ar putea obține la ieșire un număr foarte mare de fotoni. Dacă s-ar crea deci condițiile fizice pentru realizarea unui mare număr de astfel de interacții rezonante într-un mediu dat (numit uneori mediu activ), atunci o radiație monocromatică de frecvență ν, incidentă pe mediul dat, ar putea ieși din acesta mult amplificată. Emisia stimulată poate fi, deci, folosită la amplificarea radiației electromagnetice.

2.9.3. Inversia populațiilor, temperatura absolută negativă

Datorită ciocnirilor provocate de agitația termică, unele particule constituente (atomi, molecule) ale unui corp vor fi excitate, la orice temperatură a lui. Deși excitările se produc complet la întîmplare, totuși statistic, la o temperatură oarecare T, repartizarea numărului de particule excitate respectă o anumită regulă și anume: numărul particulelor excitate pe nivele din ce în ce mai înalte este din ce în ce mai mic. Dacă, de exemplu, N_1 este numărul de atomi excitați pe nivelul energetic W_1 iar N_2 este numărul atomilor excitați pe nivelul energetic mai „înalt" W_2, unde $W_2 > W_1$, atunci conform celor spuse, $N_2 < N_1$. Aceasta este repartiția obișnuită a particulelor unui corp la echilibru termodinamic, caracterizat printr-o temperatură T. Matematic, o astfel de repartiție este descrisă de o relație care exprimă legea de distribuție a lui Boltzmann.

$$N_2 = N_1 e^{-\frac{W_2 - W_1}{kT}} \tag{2.56}$$

unde k este constanta lui Boltzmann. Într-adevăr, deoarece T este o mărime pozitivă, atunci dacă $W_2 > W_1$, urmează $N_2 < N_1$.

În plus, această relație ne mai arată că, dacă încălzim corpul (crește T), numărul N_2 de atomi excitați pe nivelul superior crește, dar nu va putea deveni niciodată mai mare decît N_1. Chiar în cazul în care $T \to \infty$, N_2 tinde să devină egal cu N_1, deoarece $\lim_{T\to\infty} e^{-\frac{W_2 - W_1}{kT}} = 1$, dar niciodată nu-l va depăși pe N_1. Fenomenul prin care numărul particulelor excitate pe un nivel superior devine mai mare decît numărul particulelor aflate pe un nivel inferior se numește *inversiune de populație* între cele două nivele. Din cele spuse mai sus reiese că, prin simpla încălzire a corpurilor nu se poate realiza inversiunea populațiilor între nivelele energetice: la orice temperatură, nivelele superioare sînt mai puțin „populate" decît nivelele inferioare. Vom vedea mai jos că există totuși mijloace, altele decît simpla încălzire a corpului, prin care se pot obține inversii de populație. În cazul inversării populațiilor relația (2.56) ne arată, formal, existența

unei *temperaturi absolute negative*. Într-adevăr, logaritmînd relația (2.56) vom avea:

$$T = -\frac{W_2 - W_1}{k \ln \frac{N_2}{N_1}}. \tag{2.57}$$

Această expresie ne arată că, dacă obținem experimental $N_2 > N_1$ [deci $\ln (N_2/N_1)$ pozitiv], atunci, întrucît diferența $W_2 - W_1$ este pozitivă, rezultă T negativ. În figura 2.22 s-a reprezentat, simbolic, prin cerculețe, numărul atomilor pe diverse nivele energetice. S-au luat trei nivele W_1, W_2, W_3, cu populațiile N_1, N_2, N_3.

În figura 2.22, *a* este ilustrată distribuția obișnuită, la echilibru termodinamic, adică $N_3 < N_2 < N_1$; iar în figura 2.22, *b*, distribuția este cea obișnuită doar între nivelele W_3 și W_1, adică $N_3 < N_1$, pe cînd între nivelele W_2 și W_1 este realizată inversiunea populațiilor, adică $N_2 > N_1$. Stările de temperatură absolută negativă sînt stări de neechilibru termodinamic, caracterizate prin schimbarea forțată a populațiilor între nivelele energetice. Stările de neechilibru se studiază în cadrul mai larg, al fizicii statistice. Din aceste motive, este preferabil să se folosească noțiunea de inversiune a populațiilor, care are un sens fizic mai direct decît noțiunea de temperatură absolută negativă.

Efectul LASER *. Să iradiem o substanță în care s-a realizat inversiunea populațiilor între nivelele W_1 și W_2, ca în figura 2.22, *b*. Fotonii fasciculului incident vor suferi desigur mai multe interacțiuni cu atomii excitați pe nivelul W_2, deci cu cei de pe W_1, deoarece $N_2 > N_1$.

Dacă fasciculul incident conține fotoni de energie egală chiar cu $W_2 - W_1$, aceștia interacționînd rezonant cu atomii respectivi, vor provoca dezexcitarea indusă a lor. Fiecare act de dezexcitare va fi urmat de

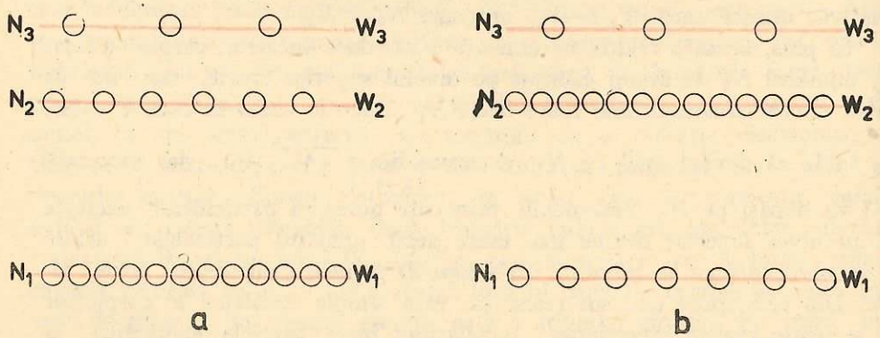


Fig. 2.22. Reprezentarea simbolică a populațiilor pe nivele energetice: la echilibru termodinamic *a)* și în cazul inversiei între două nivele *b)*.

* LASER: *L*ight *A*mplification by the *S*timulated *E*mission of *R*adiation (amplificarea luminii prin emisia stimulată a radiației).

emisia unui nou foton, de aceeași energie și în fază cu cel care a stimulat tranziția. În fasciculul emergent radiația cu frecvența $\nu = (W_2 - W_1)/h$ va fi deci mai intensă (conține mai mulți fotoni) decît cea incidentă. Se obține astfel o amplificare a radiației. La baza procesului de amplificare a radiației electromagnetice stau deci două fenomene importante: *inversia populațiilor* între două nivele date și *emisia stimulată* între aceste două nivele. Evident, amplificarea radiației monocromatice respective va fi cu atît mai mare cu cît nivelul W_2 este mai populat decît W_1, deci cu cît N_2 va fi mai mare ca N_1.

Dacă iradiem însă substanța aflată în condiții obișnuite, adică mai puțin populată pe nivelul W_2 decît pe nivelul W_1 (fig. 2.22), nu obținem fenomenul de amplificare a radiației. Într-adevăr, în acest caz ($N_2 < N_1$) interacțiunile fotonilor cu atomii aflați în starea W_1 sînt mult mai numeroase decît cu cei din starea W_2. Dar aceste interacțiuni sînt procese de excitare de pe W_1 pe W_2, adică procese în care fotonii sînt absorbiți, deci scoși din fascicul. Prin dezexcitare, fiecare atom va reveni pe nivelul W_1 fie prin cedarea energiei $W_2 - W_1$ atomilor vecini (tranziție neradiativă), ceea ce duce la încălzirea corpului, fie prin emisia unui foton (tranziție radiativă). Acest foton poate ieși din corpul iradiat sau poate fi din nou absorbit într-un alt proces de excitare. Ca urmare, numărul fotonilor emergenți va fi totdeauna mai mic decît numărul celor incidenți. Radiația incidentă va fi deci totdeauna slăbită la trecerea ei prin substanța ai cărei atomi au o distribuție boltzmanniană.

Fenomenul de amplificare a radiației electromagnetice bazat pe emisia stimulată poartă numele de efect LASER. Inițial, această denumire s-a acordat numai amplificării radiației vizibile (Light = lumină) în timp ce pentru celelalte domenii spectrale se abrevia fie MASER (Microwave = microundă), fie IRASER (Infrared = infraroșu) etc.

2.9.4. Bilanțul puterilor în mediul activ 'laser

Să notăm cu I_ν numărul fotonilor incidenți în unitatea de timp, fiecare foton avînd energia $h\nu$. Puterea radiației incidente va fi $P_{inc} = I_\nu h\nu$. O parte din acești fotoni va fi absorbită de atomii aflați pe nivelul inferior W_1 provocînd excitarea acestora în W_2. Numărul acestor tranziții $W_1 \rightarrow W_2$ în unitatea de timp va fi, desigur, proporțional cu numărul fotonilor incidenți I_ν și cu numărul N_1 de atomi în starea W_1. Notînd cu B_{12} coeficientul de proporționalitate, puterea absorbită de atomi pentru excitarea lor va fi:

$$P_{excit} = B_{12} \cdot I_\nu N_1 h\nu. \tag{2.58}$$

O parte din atomii excitați pe nivelul cuantic W_2 va reveni spontan pe nivelul W_1. Numărul tranzițiilor *spontane* $W_2 \rightarrow W_1$ în unitatea de timp

va fi proporțional cu numărul N_2 al atomilor excitați în starea W_2 și nu va depinde de intensitatea radiației incidente I_ν. Notînd cu A_{21} coeficientul de proporționalitate și ținînd seama că la dezexcitare se emite un foton de aceeași energie $h\nu$ ca și la excitare, puterea emisă de corp prin dezexcitare spontană va fi:

$$P_{spont.} = A_{21}N_2h\nu. \tag{2.59}$$

O altă parte din atomii excitați în starea W_2 vor suferi dezexcitări stimulate de fotonii incidenți și vor da o *emisie stimulată*. Numărul acestor dezexcitări va depinde de N_2, dar și de intensitatea radiației „stimulatoare" I_ν. Notînd cu B_{21} coeficientul de proporționalitate, puterea radiației stimulate va fi:

$$P_{stim.} = B_{21}I_\nu N_2h\nu. \tag{2.60}$$

Coeficienții A_{21}, B_{12}, B_{21} se numesc coeficienții lui Einstein (1917). Se arată că între două stări energetice date, coeficientul emisiei stimulate B_{21} este egal cu coeficientul absorbției B_{12}, deci

$$B_{12} = B_{21} = B. \tag{2.61}$$

Putem acum exprima puterea radiației emise de mediul activ. Radiația emisă va fi alcătuită din:

1. fotonii care părăsesc mediul fără să fi produs excitări ale atomilor, $P_{inc.} - P_{excit.}$
2. fotonii obținuți prin dezexcitare spontană, $P_{spont.}$
3. fotonii obținuți prin dezexcitare stimulată, $P_{stim.}$

Așadar:

$$P_{emis.} = P_{inc.} - P_{excit.} + P_{spont.} + P_{stim.} \tag{2.62}$$

Datorită pierderilor de putere în mediul respectiv (de exemplu, prin încălzirea lui), puterea radiantă ($P_{spont.} + P_{stim.}$) este mai mică decît cea consumată pentru excitare ($P_{excit.}$) și de aceea, totdeauna $P_{emis.} < P_{inc.}$. Așadar, orice radiație monocromatică ce pătrunde într-o substanță va ieși atenuată din ea.

Înlocuind în (2.62) expresiile din (2.58), (2.59) și (2.60) și ținînd seama de (2.61) vom obține relația echivalentă:

$$P_{emis.} = P_{inc.} + A_{21}N_2h\nu + BI_\nu(N_2 - N_1)h\nu. \tag{2.63}$$

Această relație pune în evidență necesitatea îndeplinirii a două condiții principale pentru realizarea practică a unui dispozitiv laser. În primul rînd cerința ca puterea emisă să fie mai mare decît puterea incidentă impune condiția obținerii inversiei de populație ($N_2 > N_1$); într-adevăr, în acest caz, toți termenii din dreapta sînt pozitivi și deci $P_{emis.} > P_{inc.}$. În al doilea rînd, pentru ca în fasciculul emergent să predomine radiațiile provenite din emisii stimulate este necesar ca termenul $BI_\nu(N_2 - N_1)h\nu$ datorat emisiei stimulate să fie mult mai mare decît termenul $A_{21}N_2h\nu$ datorat emisiei spontane. Această cerință impune condiția ca intensitatea I_ν a radiației de pompaj să fie destul de mare (să depășească o anumită intensitate de prag).

Primele dispozitive laser au fost construite în 1958 de N. C. Basov și A. M. Prohorov (U.R.S.S.) și de C. H. Townes (S.U.A.). Toți trei au primit premiul Nobel pentru fizică în 1964 datorită acestor rezultate. La noi în țară, primul laser de concepție originală a fost construit de către un colectiv condus de profesorul I. Agârbiceanu.

2.9.5. Laserul cu cristal de rubin

Mediul activ al acestui laser este un monocristal de rubin, impurificat cu ioni trivalenți de crom (Cr^{+++}), în proporție de 0,05%. Din acest monocristal se taie un cilindru de cîțiva cm lungime și aproximativ 1 cm în diametru și se fixează pe axa unei camere cilindrice cu peretele interior reflectător. În figura 2.23 este reprezentat schematic primul laser cu bară de rubin, construit de Maiman în 1960. Fețele laterale S_1 și S_2 ale barei sînt foarte bine șlefuite și foarte riguros paralele. Ambele sînt metalizate, dar în timp ce S_1 este complet reflectătoare, S_2 este doar parțial reflectătoare („semitransparentă").

Lumina puternică produsă de lampa elicoidală de cuarț, cu descărcare în xenon, pătrunde în bara de rubin, fiind focalizată și de reflexiile pe oglinda cilindrică a camerei. În figura 2.24 este dată schema principalelor nivele implicate în efectul laser pentru acest dispozitiv, numit și laser cu trei nivele. Nivelele W_1, W_2 și W_3 poartă în stînga figurii și notațiile spectroscopice consacrate ($4A_2$, E, $4F_2$). Radiațiile din domeniul verde-albastru, cu lungimile de undă în vecinătatea valorii $\lambda = 5\,500$ Å, conținute în lumina emisă de lampa de cuarț (numită și lampă de pompaj), provoacă tranziții ale ionilor de crom Cr^{+++} de pe nivelul W_1 pe numeroasele nivele din banda W_3.

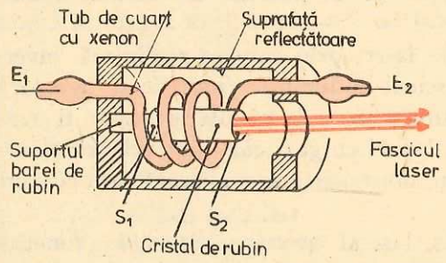


Fig. 2.23. Schema laserului cu cristal de rubin. E_1, E_2 — electrozii lămpii de pompaj, S_1 — suprafață complet reflectătoare, S_2 — suprafață parțial reflectătoare (semitransparentă).

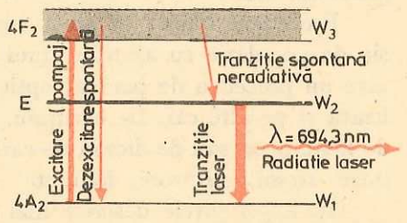


Fig. 2.24. Nivele energetice ale ionului de Cr^{+++} implicate în emisia laser a cristalului de rubin (laser cu trei nivele).

După excitare, unii ioni revin spontan pe nivelul W_1, alții se dezexcită, tot spontan, pe nivelul intermediar. Tranzițiile $W_3 \rightarrow W_1$ sînt radiative, fiind urmate de fiecare dată de emisia unui foton cu energia egală cu cea a fotonului absorbit la excitare. Aceste tranziții nu sînt interesante pentru efectul laser. Tranzițiile spontane $W_3 \rightarrow W_2$ sînt neradiative; energia lor nu este transferată unor fotoni generați în proces, ci fără a fi generați fotoni, ea este preluată de structura cristalină, ceea ce duce la creșterea amplitudinilor oscilațiilor ionilor rețelei și deci la încălzirea barei. Nivelul W_2 este însă un nivel metastabil (avînd timpul de viață cu cîteva ordine de mărime mai mare decît nivelele din banda W_3). Din acest motiv, în unitatea de timp, numărul dezexcitărilor $W_2 \rightarrow W_1$ este mult mai mic decît numărul dezexcitărilor $W_3 \rightarrow W_1$. Dacă intensitatea radiației incidente depășește o anumită valoare, numită intensitatea de prag, atunci, în unitatea de timp, numărul ionilor excitați în W_3 (prin tranziția $W_1 \rightarrow W_3$) va deveni mult mai mare decît numărul celor ce se dezexcită prin tranzițiile spontane $W_3 \rightarrow W_1$ și $W_2 \rightarrow W_1$. Ca urmare, în cristal va crește numărul ionilor excitați pe nivelul W_2 prin dezexcitările spontane de pe W_3, pînă ce acest număr va deveni mai mare decît numărul celor din starea inferioară W_1. Se realizează astfel inversiunea de populație între nivelele W_2 și W_1. În consecință, bara de rubin va avea o mare concentrație de ioni de crom excitați pe nivelul metastabil W_2. Primii fotoni emiși spontan în urma dezexcitării de pe acest nivel (W_2) pe nivelul W_1, întîlnind alți ioni în starea W_2, vor provoca tranziția simultană a acestora pe W_1 și deci, apariția de noi fotoni care, la rîndul lor, vor provoca, cu viteza luminii, alte tranziții stimulate și așa mai departe, în cascadă, ceea ce duce la depopularea aproape instantanee a nivelului W_2 și deci la emisia unui mare număr de fotoni într-un timp foarte scurt. La această depopulare rapidă contribuie în mod esențial repetatele reflexii cu viteza luminii ale fotonilor pe oglinzile S_1 și S_2. În cele din urmă, un număr mare de fotoni vor ieși prin oglinda semitransparentă S_2, constituiți într-un fascicul paralel, de lumină roșie monocromatică și coerentă, cu $\lambda = 694{,}3$ nm și extrem de intens, numit *fasciculul laser*.

Procedeul folosit în acest tip de laser, prin care se realizează inversia de populație cu ajutorul unui fascicul de lumină *(radiație de pompaj)* este un procedeu de pompaj optic. Inversiunea de populație poate fi realizată și pe alte căi. De exemplu, în laserii cu gaz, cum sînt cei cu plasmă de heliu-neon sau de dioxid de carbon, inversiunea se realizează prin ciocniri între atomi, electroni, ioni etc.

În experiențele descrise mai sus, laserul cu cristal de rubin funcționează ca *generator cuantic de radiație:* este iluminat cu radiația de pompaj verde-albastră și generează lumina roșie. Stimularea emisiei este realizată în acest caz de primii fotoni emiși spontan. El poate funcționa însă și ca *amplificator cuantic de radiație*, dacă după realizarea pompajului se trimite

pe cristal radiația roșie cu $\lambda = 694{,}3$ nm care va stimula emisia. Radiația obținută va fi tot roșie dar mult „amplificată", adică mult mai intensă decît cea incidentă.

2.9.6. Proprietățile radiației laser

I. *Intensitatea foarte mare.* Datorită dezexcitării unui număr mare de atomi într-un timp foarte scurt, intensitatea fasciculului laser (puterea lui) este mult mai mare decît intensitatea fasciculelor emise de sursele convenționale cunoscute. Astfel, se obțin în mod curent intensități de zeci de ori mai mari decît intensitatea emisă la suprafața Soarelui.

2. *Radiația este monocromatică.* Aceasta se datorește faptului că emisia este stimulată numai între două nivele înguste, bine determinate.

3. *Coerența.* Radiația emisă fiind în fază cu radiația stimulatoare, formează un fascicul coerent. Amintim că într-o sursă obișnuită atomii excitați emit (se dezexcită) complet întîmplător și independent unul de altul. Între semnalele luminoase ale atomilor nu există, în acest caz, vreo diferență de fază constantă în timp. Din acest motiv sursele obișnuite nu produc radiații coerente.

4. *Direcționalitatea.* În timp ce lumina unei surse obișnuite poate fi constituită într-un fascicul paralel numai cu ajutorul unor sisteme optice colimatoare, lumina laser este emisă de la început sub forma unui fascicul paralel. Paralelismul (direcționalitatea) este o consecință a acțiunii oglinzilor S_1S_2: am văzut că pentru depopularea rapidă a nivelului laser W_2 este necesar ca radiația să se reflecte de multe ori între aceste două oglinzi, ca într-o cavitate rezonantă. Însă aceasta se întîmplă numai cu razele paralele cu axa (perpendiculare pe oglinzi); cele prea înclinate părăsesc cavitatea în direcții laterale. Ca urmare, fasciculul va conține fotoni direcționați numai în lungul axei, deci va fi un fascicul paralel.

Probleme

1. Ce este linia spectrală?
2. Ce sînt benzile spectrale?
3. Cum se obține un spectru de absorbție?
4. Să se calculeze lungimile de undă ale spectrului emis de atomul de hidrogen, folosind formula lui Balmer.

R: 656,2 nm; 486,1 nm; 434 nm; 410,1 nm.

5. Calculați lungimea de undă a celei de a doua linii spectrale din seria Paschen ($n_1 = 3$, $n_2 = 5$).

R: 1281 nm.

6. Prin ce se deosebește analiza spectrală calitativă de cea cantitativă?

7. Care este rezultatul principal al experiențelor lui Rutherford?

8. Un electron se mișcă în cîmpul coulombian al unui nucleu cu $Z = 1$ pe o orbită circulară. Presupunem, că în modelul Rutherford, raza acestei orbite este $r = 10^{-10}$ m. Să se calculeze energiile totală, potențială și cinetică ale electronului pe o astfel de orbită.

R: $E_{tot} = -1{,}15 \cdot 10^{-18}$ J; $E_p = -2{,}3 \cdot 10^{-18}$ J; $E_{cin} = 1{,}15 \cdot 10^{-18}$ J.

9. Enunțați deficiențele modelului planetar clasic.

10. Să se calculeze raza primei orbite staționare ($n = 1$) pentru atomul de hidrogen în modelul cuantic al lui Bohr.

R: $r_1 = 0{,}53 \cdot 10^{-10}$ m.

11. Să se calculeze energia totală a electronului într-o stare legată, în modelul cuantic, pentru numărul cuantic principal $n = 1$.

R: $E_1 = -2{,}17 \cdot 10^{-18}$ J.

12. Un foton din radiația ultravioletă, cu lungimea de unda $\lambda = 2\,537$ Å, este absorbit de un atom pe care îl ionizează, electronul expulzat avînd energia $E_{cin} = 0{,}5$ eV. Să se calculeze energia de legătură a electronului în atomul respectiv.

R: $W_{leg} = \frac{hc}{\lambda} - E_{cin} = 7{,}23 \cdot 10^{-19}$ J.

13. Care este sensul cîmpului electric dintre grilă și anod în experiența Franck și Hertz și ce rol joacă el?

14. De ce pentru atomii cu mai mulți electroni modelul simplu al lui Bohr nu mai corespunde?

15. Cîte valori poate lua numărul cuantic orbital l pentru un număr cuantic principal n dat și care este valoarea maximă a lui l?

16. Ce semnifică denumirea de nivel energetic degenerat? De cine este dat gradul de degenerare?

17. Ce mărime cuantifică numărul cuantic magnetic și care sînt valorile posibile ale lui?

18. Care au fost faptele experimentale ce au condus la ipoteza spinului electronic?

19. În ce condiții o substanță (mediu activ) poate amplifica radiația electromagnetică?

20. Ce se înțelege prin generator și prin amplificator cuantic de radiație?

21. Utilizînd modelul lui Bohr, calculați energia necesară pentru a scoate electronul dintr-un atom de heliu o dată ionizat.

R: $E_1 = 4 \cdot 13{,}6$ eV $= 54{,}3$ eV.

III. ELEMENTE DE FIZICA SOLIDULUI

Fizica solidului constituie un domeniu foarte important al fizicii care, prin teoriile și metodele de investigare, dar mai ales prin realizările practice, are implicații profunde în numeroase domenii ale științei și tehnicii. Este suficient să amintim faptul că rezultatele obținute în acest domeniu al fizicii au determinat apariția unor noi industrii și au revoluționat o serie de ramuri ale științei și tehnicii ca, de exemplu, tehnica de calcul, automatizarea proceselor de producție, telecomunicațiile etc. În acest capitol vom prezenta, pe scurt, cîteva proprietăți și legi care caracterizează faza solidă a materiei.

1. LEGĂTURA CRISTALINĂ

Formarea fazei solide a materiei este determinată de apariția unor forțe de interacțiune între particulele structurale atunci cînd acestea sînt apropiate la distanțe suficient de mici. Aceste particule pot fi atomi, ioni sau molecule. Pentru a forma o structură stabilă a corpului solid este necesar ca între particule să acționeze atît forțe de atracție cît și de respingere. În funcție de natura particulelor structurale distingem patru tipuri de forțe, care asigură legătura cristalină.

1.1. LEGĂTURA VAN DER WAALS

Această legătură este relativ slabă și se realizează între atomi cu pături electronice exterioare complete sau între molecule cu legături chimice saturate. Pentru a înțelege natura forțelor de legătură de tip Van der Waals, să considerăm cazul simplu al interacțiunii dintre doi atomi de heliu (fig. 3.1). Dacă se apropie doi atomi de heliu, atunci între mișcarea electronilor se poate stabili o corelație care duce la apariția unei forțe de atracție (fig. 3.1, *a*) sau de respingere (fig. 3.1, *b*).

În multe cazuri, moleculele se prezintă sub forma unui dipol electric constant (ansamblu de două sarcini electrice punctiforme, egale și de semne

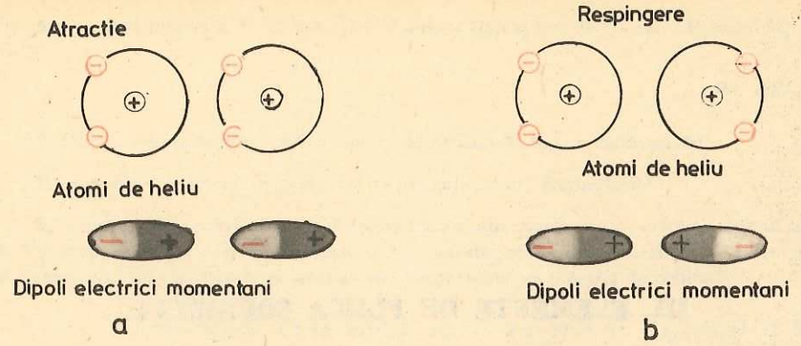


Fig. 3.1. Corelarea mișcării electronilor în cazul realizării forțelor de atracție (*a*) sau de respingere (*b*) între atomii de heliu.

contrare). Între acești dipoli apar forțe de atracție electrostatică care determină o ordonare riguroasă a acestora (fig. 3.2). Pe măsură ce dipolii se apropie între ei apar forțe de respingere care sînt cauzate, în principal, de interacția electrostatică a nucleelor încărcate cu sarcină pozitivă. În figura 3.3 sînt reprezentate calitativ energia potențială de atracție, energia potențială de respingere și energia potențială totală. Acest sistem (cristalul) va fi stabil cînd distanța dintre particulele care interacționează va avea o valoare r_0 pentru care forțele de atracție sînt egale cu forțele de respingere. În acest caz, energia potențială totală va avea un minim în punctul r_0 (fig. 3.3).

Cristalele în care predomină legătura chimică Van der Waals se numesc *cristale Van der Waals* sau *cristale moleculare*.

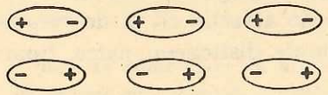


Fig. 3.2. Ordonarea moleculelor polare datorită interacțiunii electrostatice.

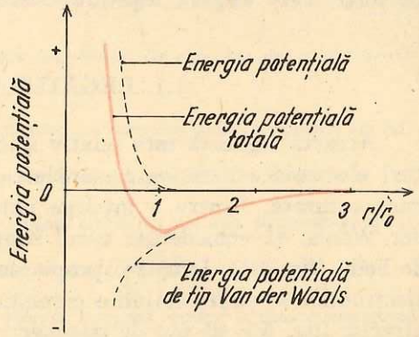


Fig. 3.3. Reprezentarea schematică a energiilor de atracție, respingere și a energiei potențiale totale în cazul legăturii de tip Van der Waals. Legătura este stabilă cînd distanța interatomică este egală cu r_0.

1.2. LEGĂTURA IONICĂ

Acest tip de legătură chimică predomină în cristalele formate din ioni pozitivi și negativi. Ionii se aranjează în cristal în așa fel încît atracția coulombiană dintre ionii de semn opus să fie mai puternică decît respingerea dintre ionii de același semn. Cristalele tipice cu legături ionice sînt cele ale halogenurilor alcaline, de exemplu NaCl, care cristalizează sub forma Na^+Cl^-. Cînd cei doi atomi se apropie, electronul trece de la Na la Cl deoarece potențialul de ionizare al atomului alcalin este relativ mic în comparație cu cel al atomului de halogen.

Ca urmare a acestei treceri se formează cationul Na^+ și anionul Cl^- între care apar forțe de atracție electrostatică. Distanța pînă la care se pot apropia ionii este limitată de forțele de respingere care se manifestă la distanțe mai mici între ioni și care cresc rapid o dată cu micșorarea distanței dintre ioni. La o anumită distanță r_0 dintre ioni, forțele de atracție sînt egale cu forțele de respingere și cristalul va fi stabil. În figura 3.4 este reprezentată structura cristalului de NaCl. Fiecare cation Na^+ are ca vecini de ordinul întîi 6 anioni Cl^- la distanța r_0, ca vecini de ordinul doi la distanța $r_0\sqrt{2}$, 12 cationi Na^+ iar la distanța $r_0\sqrt{3}$, ca vecini de ordinul trei, 8 anioni Cl^- etc.

Legătura chimică cauzată de interacțiunea electrostatică dintre ionii cu sarcini electrice de semne opuse poartă denumirea de *legătură ionică* iar cristalele în care predomină acest tip de legătură se numesc *cristale ionice*. Acest tip de legătură este mult mai puternică decît legătura Van der Waals. Așa se explică de ce cristalele ionice au durități mecanice și puncte de topire mult mai mari decît cristalele moleculare.

1.3. LEGĂTURA COVALENTĂ

Acest tip de legătură se stabilește între atomi neutri ca rezultat al punerii în comun a electronilor de valență. Numărul legăturilor covalente pe care le poate realiza un atom este egal cu numărul de electroni necesari pentru ca atomul respectiv să-și completeze ultima orbită. Cel mai simplu exemplu de legătură covalentă este dat de molecula de hidrogen. Cînd distanța dintre doi atomi de hidrogen este mare,

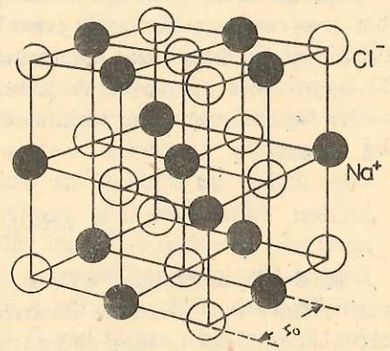


Fig. 3.4. Cristalul de NaCl cu structură cristalină cubică. Distanța dintre doi ioni vecini este r_0.

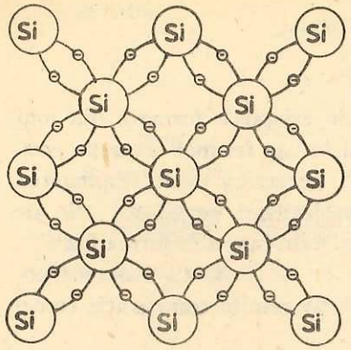


Fig. 3.5. Reprezentarea schematică a legăturilor covalente în cristalul de Si.

atunci probabilitatea ca un electron să treacă de la un atom la altul este foarte mică. Dacă se apropie cei doi atomi pînă la distanțe de ordinul $r \cong 0{,}2$ nm, atunci crește foarte mult și probabilitatea ca un electron să treacă de la un atom la altul ca și cum cei doi electroni ar aparține simultan celor două nuclee. Astfel, datorită schimbului continuu de electroni, densitatea de sarcină negativă între cele două nuclee crește și apar forțe de coeziune care poartă denumirea de *forțe de schimb*. Energia necesară pentru a învinge forțele de schimb și a îndepărta un atom de altul poartă denumirea de *energie de schimb*. Conform principiului lui Pauli cei doi electroni pot ocupa aceeași stare 1 s numai dacă au spinii orientați în sensuri opuse. În cazul cînd spinii sînt orientați în același sens apar forțe de respingere între atomi și nu se poate forma molecula de hidrogen. În mecanica cuantică se demonstrează riguros că dependența energiei de schimb în funcție de distanța dintre cei doi atomi de hidrogen prezintă un minim (sistemul format din cei doi atomi este stabil) numai dacă spinii celor doi electroni sînt orientați în sensuri opuse. Iată cum, punerea în comun a electronilor de valență poate duce la apariția unui nou tip de legătură chimică între atomi care se numește *legătură covalentă*.

Formarea legăturilor covalente în cazul cristalelor constituite din atomi cu mai mulți electroni este similară. Să considerăm un element din grupa a IV-a, de exemplu Si. Fiecare atom de Si poate contribui la formarea legăturii covalente cu cei patru electroni de valență. Astfel, pentru a se realiza o structură cristalină stabilă este necesar ca fiecare atom de Si să fie înconjurat, la distanțe egale, de alți patru atomi (fig. 3.5). La fiecare legătură covalentă atomul de Si participă cu cîte un electron și astfel toți cei patru electroni de valență participă la formarea legăturilor covalente.

1.4. LEGĂTURA METALICĂ

Modelele simple care au fost prezentate mai sus pentru a explica legăturile ionice sau covalente ilustrează, cel puțin calitativ, multe particularități ale cristalelor în timp ce legătura metalică este mult mai greu de explicat cu ajutorul unui model simplificat. Legătura chimică în metale se poate explica prin luarea în considerație a tuturor atomilor și presupunînd că electronii lor de valență aparțin cristalului în întregime. Multe proprietăți ale

metalelor se pot explica cu ajutorul teoriei „electronilor liberi" conform căreia ionii pozitivi ai metalului formează o rețea scufundată în „gazul" electronic care umple tot volumul. Stabilitatea unui astfel de sistem termodinamic este asigurată de interacțiunea dintre ioni și electronii de valență liberi. Într-adevăr, electronii care se află în spațiul dintre ionii pozitivi interacționează cu aceștia dînd naștere la forțe de atracție care vor echilibra forțele de respingere electrostatică dintre ionii pozitivi. Este ușor de observat că atît în cazul legăturii covalente cît și în cazul celei metalice are loc punerea în comun (colectivizarea) a electronilor de pe orbitele externe ale atomilor. Deosebirea constă în faptul că în cazul legăturii covalente „colectivizarea" electronilor se face numai între perechi de atomi iar electronii colectivizați rămîn tot timpul în vecinătatea lor în timp ce în cazul legăturii metalice la „colectivizarea" electronilor participă toți atomii cu electronii lor de valență iar electronii colectivizați nu sînt localizați și se pot mișca în tot volumul cristalului.

2. STRUCTURA CRISTALINĂ A CORPULUI SOLID

2.1. CLASIFICAREA CORPURILOR SOLIDE DUPĂ STRUCTURĂ

Într-un corp solid fiecare particulă structurală (atom sau moleculă) ocupă o poziție bine definită în raport cu vecinii săi. Numai în cazul gazului ideal (unde se neglijează forțele de interacție dintre atomi) poziția atomilor este cu totul întîmplătoare. Lucrurile stau altfel într-un corp solid unde forțele de interacțiune dintre atomi sînt destul de mari. Tocmai aceste forțe fixează poziția unui atom în raport cu ceilalți și fac ca așezarea atomilor în solid să fie supusă anumitor legi. Într-o primă aproximație, atomii ar putea fi reprezentați prin niște sfere mici cu care se realizează o construcție în spațiu, cu o ordine perfectă, care să fie respectată oricît s-ar extinde această construcție. O astfel de structură constituie o rețea de atomi perfect ordonată și poartă denumirea de *monocristal*. Prin urmare, monocristalul se caracterizează printr-o dispunere ordonată a atomilor și are o formă exterioară poliedrică. În realitate nu există corpuri solide cu o ordine ideală a atomilor. Atomii unui corp solid, nefiind bile sferice ci sisteme complexe, formate din nuclee pozitive și electroni negativi, interacționează între ei. O dată cu creșterea temperaturii, aceștia pot avea o energie cinetică suficientă pentru a părăsi pozițiile de echilibru și să ajungă într-un alt loc al rețelei (fig. 3.6). Locul rămas liber poartă denumirea de *vacanță*, iar atomul aflat undeva în interiorul rețelei cristaline se numește atom *interstițial*. Atît vacanțele cît și interstițialii sînt *defecte punctiforme* ale rețelei cristaline (fig. 3.6). În cristalele naturale și în cele

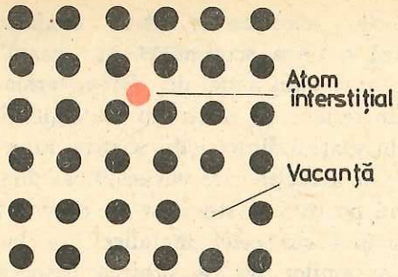


Fig. 3.6. Modelul bidimensional al unei rețele de atomi cu defecte punctiforme.

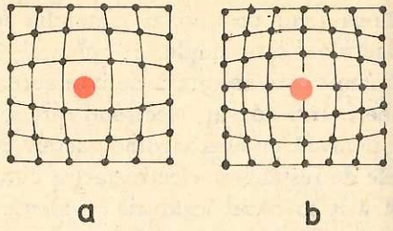


Fig. 3.7. Deformarea rețelei cristaline plane în cazul cînd atomul impurității interstițiale *a*) sau substituționale *b*) are dimensiuni mai mari decît atomii de bază ai rețelei.

crescute artificial se pot găsi atomii unor substanțe diferite de cele care formează cristalul de bază. Atomii străini dintr-un cristal sînt numiți *impurități* și în funcție de locul pe care îl ocupă în rețeaua cristalină se împart în *impurități interstițiale* (fig. 3.7, *a*) și *impurități substituționale* (fig. 3.7, *b*). Deoarece atomii impurităților diferă ca dimensiune de atomii rețelei de bază, rețeaua cristalină din vecinătatea lor va fi deformată (fig. 3.7). Impuritățile sînt tot defecte punctiforme.

Defectele structurale analizate mai sus sînt defecte microscopice deoarece ele perturbă ordinea în rețeaua cristalină pe distanțe foarte mici. În cristal pot exista și defecte cu dimensiuni mai mari care se formează în procesele de creștere sau în urma tensionărilor mecanice. Cele mai simple defecte macroscopice sînt *dislocațiile* care se pot forma prin alunecarea unui plan atomic în rețeaua cristalină (dislocația marginală) (fig. 3.8, *a*) sau prin translația unei părți limitate din cristal în raport cu partea cu care se învecinează (dislocație în spirală) (fig. 3.8, *b*) pe o distanță care poate să atingă valoarea distanței interatomice. În ambele cazuri (fig. 3.8) perturbarea rețelei cristaline se întinde pe direcția unei drepte care poartă denumirea de *linie de dislocație*. Dislocațiile sînt *defecte unidimensionale*.

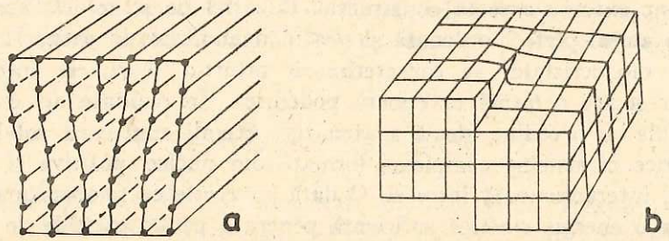


Fig. 3.8. Două tipuri de dislocații într-o rețea de atomi; *a*) dislocația marginală; *b*) dislocația în spirală.

Există corpuri solide formate din mai multe blocuri cristaline și orientate diferit unele în raport cu altele. Dimensiunile acestor blocuri sînt mici și poartă denumirea de *microcristalite*. Interfața de separare dintre cele două microcristalite reprezintă un *defect structural bidimensional*, iar corpurile solide formate din mai multe microcristalite au o *structură policristalină*.

În unele corpuri solide nu se pot întîlni regiuni întinse cu o așezare ordonată a atomilor. La astfel de corpuri doar un mic grup de atomi au o așezare ordonată. Trecînd apoi la un grup vecin de atomi și acesta are o aranjare ordonată dar diferită de a primului grup și așa mai departe. Un astfel de corp are numai ordine apropiată. Corpurile în care nu există decît ordine apropiată în așezarea atomilor sînt numite corpuri amorfe. În grupa corpurilor amorfe intră sticla, masele plastice, cauciucul etc. Prin urmare luînd drept criteriu ordinea la distanță sau în apropiere în aranjarea atomilor putem clasifica corpurile solide în corpuri cristaline și corpuri amorfe; corpurile cristaline se împart în monocristaline și policristaline.

2.2. TIPURI DE REȚELE CRISTALINE

Cea mai importantă proprietate a corpurilor cristaline constă în așezarea atomilor constituenți într-un aranjament periodic care poartă denumirea de structură cristalină. Pentru a obține un cristal ideal cu o structură cristalină dată este necesar să atașăm în mod identic fiecărui nod al rețelei o bază formată din unul sau mai mulți atomi. Prin urmare, relația logică de obținere a unei structuri cristaline este următoarea:

rețea + bază = structură cristalină.

Pentru descrierea structurilor cristaline se utilizează următoarele noțiuni:

a) *Celula elementară* se definește ca fiind cel mai mic paralelipiped (fig. 3.9) care, dacă este repetat periodic în trei direcții independente (muchiile sale), poate reproduce întreaga rețea cristalină. Pentru a caracteriza celula elementară în cazul tridimensional sînt necesari șase parametri (muchiile *a*, *b* și *c*, ale paralelipipedului care formează celula și unghiurile α, β și γ dintre ele) (fig. 3.9) care se numesc parametrii celulei elementare.

b) *Constanta rețelei* reprezintă una din muchiile celulei elementare.

c) *Axele cristalografice* se definesc ca fiind direcțiile muchiilor celulei elementare.

În afară de simetria de translație, rețelele cristaline posedă și proprietăți de simetrie față de rotații, reflexii și inversiuni sau combinații ale acestora.

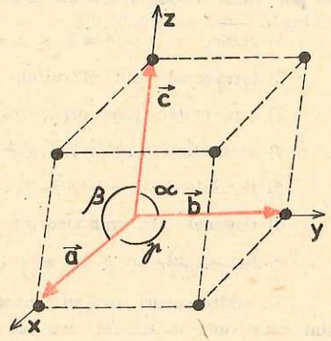


Fig. 3.9. Celula elementară tridimensională sub forma unui paralelipiped cu laturile *a*, *b* și *c* și unghiurile α, β și γ.

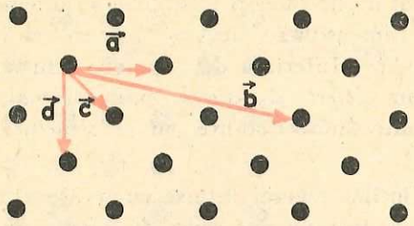


Fig. 3.10. Diferite moduri de alegere a vectorilor de periodicitate într-o rețea plană.

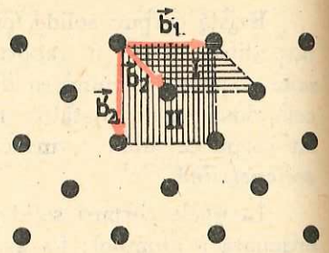


Fig. 3.11. Celula primitivă (I) și celula unitară (II) pentru o rețea rectangulară centrată.

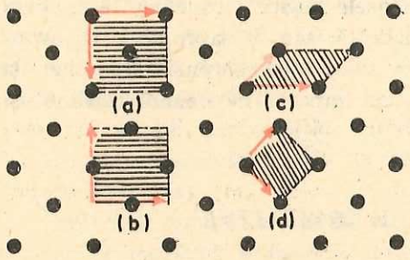


Fig. 3.12. Diferite posibilități de alegere a celulei unitare (*a* și *b*) și primitive (*c* și *d*).

Pentru a înțelege mai bine definițiile de mai sus, să analizăm cazul unei rețele rectangulare centrate din figura 3.10. De exemplu fiecare din vectorii $\vec{a}$, $\vec{b}$, $\vec{c}$ sau $\vec{d}$ etc. ne dau distanța minimă de periodicitate în direcția în care sînt duși. Pentru alte direcții vectorii de periodicitate se aleg în mod similar. Celula elementară plană I din figura 3.11, definită de vectorii $\vec{b}_1$ și $\vec{b}_2$ este o *celulă primitivă* deoarece îi revine un singur atom (fiecare atom din vîrfurile paralelogramului aparține la patru celule și deci fiecărei celule îi revine cîte un atom). Celula II, definită de vectorii $\vec{b}_1$ și $\vec{b}_2$ (fig. 3.11) conține doi atomi și poartă denumirea de *celulă unitară*. În figura 3.12 sînt indicate diferite posibilități de alegere a celulei unitare (*a* și *b*) și primitive (*c* și *d*).

Clasificarea generală a cristalelor are la bază dimensiunile muchiilor și forma celulei elementare. Astfel, în funcție de muchiile *a*, *b* și *c* și unghiurile α, β și γ (fig. 3.9), cristalele se pot clasa în șapte sisteme cristalografice:

1) cubic, cu $a = b = c$ și $\alpha = \beta = \gamma = 90°$;

2) tetragonal (sau pătratic), cu $a = b \neq c$ și $\alpha = \beta = \gamma = 90°$;

3) ortorombic (sau ortogonal), cu $a = b \neq c$ și $\alpha = \beta = \gamma = 90°$;

4) monoclinic, cu $a \neq b \neq c$ și $\alpha = \beta = 90°$; $\gamma \neq 90°$;

5) triclinic, cu $a \neq b \neq c$ și $\alpha \neq \beta \neq \gamma$;

6) trigonal (sau romboedric), cu $a = b = c$ și $\alpha = \beta = \gamma \neq 90°$;

7) hexagonal, cu $a = b \neq c$ și $\alpha = \beta = 90°$. $\nu = 120°$.

În multe cazuri, pentru a avea cît mai multe elemente de simetrie celulele elementare sînt constituite în așa fel încît ele să conțină atomi nu numai în vîrfurile paralelipipedului ci și în alte puncte. Cele mai răspîndite sînt celulele elementare cu volum centrat, cu fețe centrate sau cu baze centrate. Astfel, se poate arăta că, avînd la bază cele șapte sisteme cristalografice, se pot construi numai 14 celule elementare convenționale (fig. 3.13), care nu sînt totdeauna celule primitive. De exemplu, în sistemul cubic există trei rețele: rețeaua cubică simplă, rețeaua cubică cu volum centrat și rețeaua cubică cu fețe centrate. Celulele elementare convenționale care se pot construi în celelalte sisteme cristalografice sînt indicate în figura 3.13.

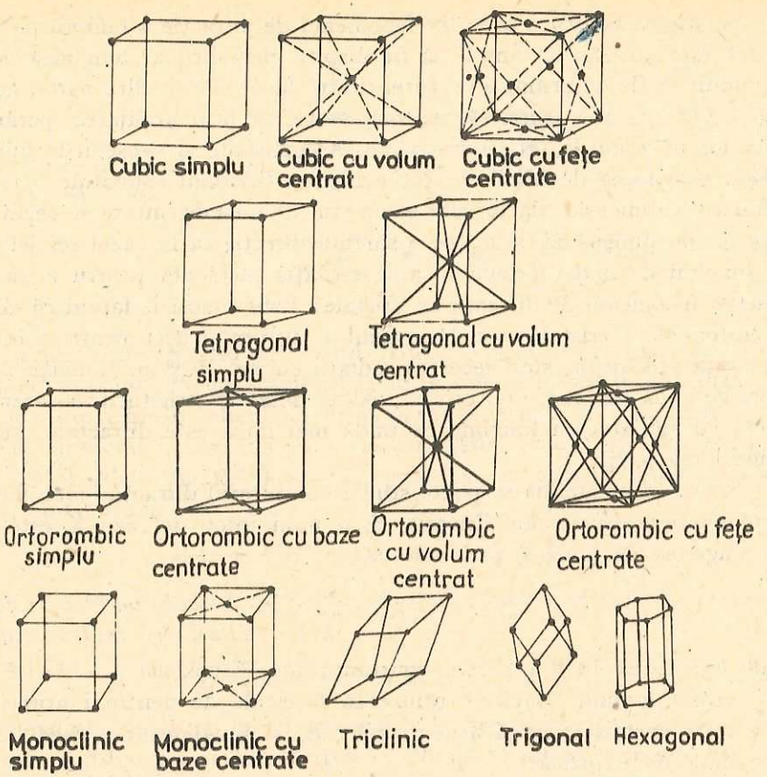


Fig. 3.13. Tipuri de celule elementare convenționale.

3. DETERMINAREA STRUCTURII CRISTALINE PRIN DIFRACȚIA DE RAZE X

3.1. DIFRACȚIA CA METODĂ DE ANALIZĂ A STRUCTURII CRISTALINE

Metodele cele mai precise pentru determinarea distanțelor interatomice au la bază fenomenul de difracție a undelor, fenomen cunoscut din mecanică sau din optica ondulatorie.

Se știe că pentru a avea loc fenomenul de difracție a luminii pe o rețea optică este necesar ca fantele să fie dispuse periodic, iar lungimea de undă a luminii să fie de ordinul distanței dintre fante. Pe de altă parte, așa cum am văzut mai sus, cristalele se caracterizează prin aranjarea periodică a atomilor în nodurile rețelei cristaline. Asemănările și deosebirile dintre un cristal și o rețea de difracție sînt evidente. Cristalul constituie o rețea de difracție tridimensională în care elementul de neomogenitate se repetă periodic în trei dimensiuni și nu pe o singură direcție ca în cazul rețelei optice. Ce lungimi de undă trebuie să aibă radiația incidentă pentru a se putea observa fenomenul de difracție în cristale? Este cunoscut faptul că distanța interatomică în cristale este de ordinul a 10^{-10} m și deci, pentru a investiga structura cristalelor, sînt necesare radiații cu $\lambda \lesssim 10^{-10}$ m. Radiația cu lungime de undă mai mare nu poate „vedea" detaliile structurii la scară atomică, iar radiația cu lungime de undă mai mică este difractată sub unghiuri prea mici.

Structura cristalină se poate studia cu ajutorul difracției fotonilor, neutronilor sau a electronilor. Energia E_f a unui foton de raze X este legată de lungimea de undă λ prin relația:

$$E_f = \frac{hc}{\lambda} \tag{3.1}$$

unde $h = 6{,}626 \cdot 10^{-34}$ J·s este constanta lui Planck iar $c = 3 \cdot 10^8$ m·s^{-1} este viteza luminii. Dacă se utilizează fascicule de neutroni atunci legătura între energia cinetică a neutronilor E_n și lungimea de undă asociată este dată de expresia:

$$E_n = \frac{M_n v^2}{2} = \frac{p_n^2}{2M_n} = \frac{h^2}{2M_n \lambda^2} \tag{3.2}$$

unde $M_n = 1{,}675 \cdot 10^{-27}$ kg este masa de repaus, iar $p_n = M_n v = \frac{h}{\lambda}$ este impulsul neutronului. În mod similar, între energia cinetică a unui electron din fascicul și lungimea de undă există relația:

$$E_e = \frac{h^2}{2m_0 \lambda^2} \tag{3.3}$$

unde $m_0 = 9{,}11 \cdot 10^{-31}$ kg este masa de repaus a electronului.

Rezultatele obținute în urma difracției electronilor și neutronilor pe cristale au pus la dispoziția cercetătorilor noi metode pentru investigarea microstructurii cristalelor.

3.2. CONDIȚIILE DE DIFRACȚIE DUPĂ BRAGG

Să reprezentăm un cristal ca o succesiune de plane reticulare P_1, P_2, P_3, ... separate prin distanța d și ale căror puncte reticulare sînt ocupate de atomi (fig. 3.14). Să presupunem că un fascicul de raze X paralele, repre-

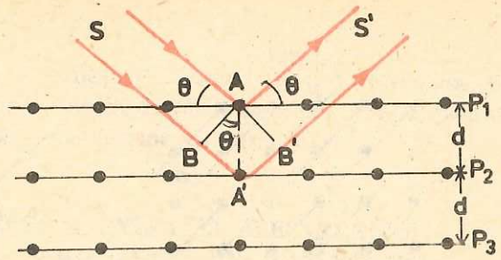


Fig. 3.14. Diferența de drum în reflexia Bragg.

zentate prin SA și SB, cad pe cristal. Unele vor fi difractate de punctul A aflat în planul P_1, iar altele pătrund în cristal și vor fi difractate de particulele din planele reticulare următoare începînd cu P_2. Pentru ca fasciculul difractat S' să dea un maxim este necesar ca diferența de drum $BA' + A'B'$ (fig. 3.14) să fie egală cu un număr întreg de lungimi de undă, adică

$$BA' + A'B' = n\lambda, \quad n = 1, 2, 3, \ldots$$

Din figura 3.14 se observă că $BA' = A'B' = d \sin\theta$ și deci, din relația de mai sus, rezultă egalitatea:

$$2d \sin\theta = n\lambda, \quad n = 1, 2, 3, \ldots \tag{3.4}$$

care reprezintă condiția lui Bragg pentru existența fasciculului „reflectat" ca urmare a difracției pe centri atomici. Numărul întreg n se mai numește și *ordinul reflexiei*. Relația (3.4) arată că un cristal poate reflecta razele X numai pentru anumite unghiuri de incidență, de unde și denumirea de „reflexie selectivă" dată fenomenului. Unghiurile θ pentru care au loc reflexii sînt numite *unghiuri Bragg*, după numele celui care a studiat acest tip de difracție în 1912.

3.3. DETERMINAREA CONSTANTELOR REȚELEI CRISTALINE PRIN DIFRACȚIA RAZELOR X

Pentru a înțelege modul cum se determină structura unui cristal să considerăm cazul unei rețele cubice simple. În figura 3.15, *a* este prezentată o secțiune într-un cristal cu rețea cubică simplă așa cum arată cînd este privită dinspre una din fețele cubului. Tot în această figură este selectată și o familie arbitrară de plane paralele, cu distanța interplanară d. Dacă a este dimensiunea celulei unitare, atunci $d = a/\sqrt{2}$; introducînd această valoare în formula (3.4) pentru constanta rețelei se obține:

$$a = \frac{n\lambda}{\sqrt{2} \sin\theta}. \tag{3.5}$$

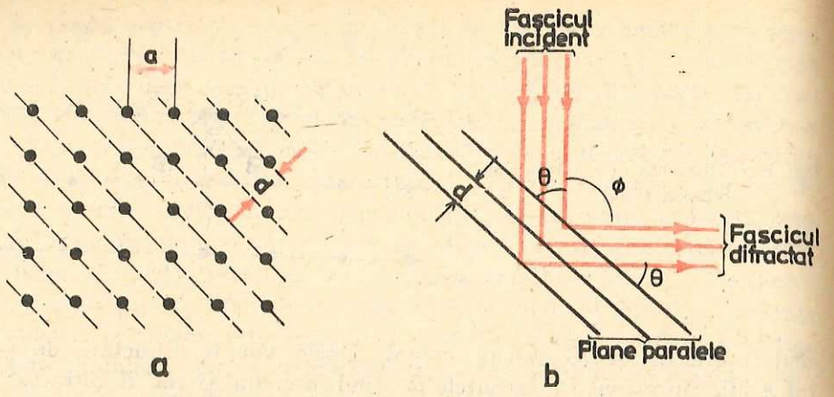


Fig. 3.15. *a)* Secțiune într-o rețea cubică simplă. Liniile oblice întrerupte reprezintă o familie arbitrară de plane paralele, cu distanța interplanară *d*. *b)* Fasciculul incident de raze X cade pe întreaga familie de plane reprezentată în *a)* și formează un fascicul difractat. Unghiul dintre fasciculul incident și cel difract este $\varphi = 180° - 2\theta$.

Din această relație se observă că dacă se cunoaște lungimea de undă a radiației incidente, ordinul reflexiei și unghiul Bragg corespunzător, atunci se poate determina constanta rețelei cubice simple.

Folosirea razelor X pentru determinarea structurii cristaline se poate realiza în mai multe variante experimentale. Una din cele mai cunoscute tehnici este *metoda cristalului rotit*. Schița camerei de difracție pentru această metodă este prezentată în figura 3.16. Monocristalul este fixat pe un suport care se rotește în jurul unei axe fixe într-un fascicul de raze X monocromatic. Cînd cristalul se rotește, unghiul θ dintre fasciculul incident și diferite plane cristaline se va modifica continuu trecînd prin poziții în care este satisfăcută condiția de difracție (3.4). Pentru înregistrarea radiației difractate sub diferite unghiuri în interiorul camerei este montat un film pe un suport coaxial cu tija rotitoare pe care este fixat cristalul. Fasciculele de raze X provenite de la toate planele paralele cu axa de rotație verticală se vor găsi în plan orizontal. Planele cu altă orientare vor reflecta fasciculul deasupra și dedesubtul planului orizontal. Cunoscînd geometria camerei de difracție și pozițiile pe film ale fasciculelor reflectate se pot determina unghiurile Bragg. Introducînd aceste unghiuri în condiția de difracție (3.4)

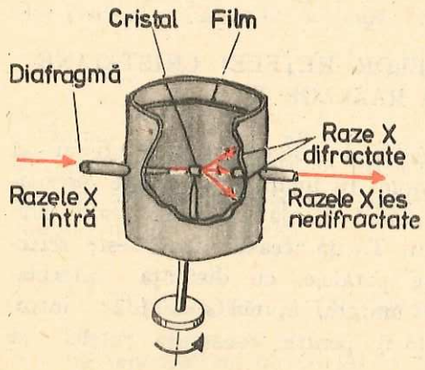


Fig. 3.16. Reprezentarea schematică a unei camere de difracție în metoda cristalului rotit.

și cunoscînd lungimea de undă a radiației incidente, se pot determina distanțele interplanare pentru diferite familii de plane paralele. Aceste distanțe sînt utilizate pentru calcularea constantelor de rețea.

4. STRUCTURA DE BENZI A ENERGIEI ELECTRONILOR ÎN SOLIDE: METALE, SEMICONDUCTORI, DIELECTRICI

4.1. STĂRI ENERGETICE ALE ELECTRONILOR ÎN CRISTAL

Orice cristal este constituit din atomi, ioni sau molecule, iar fiecare din aceste particule reprezintă un sistem cuantic, format din nuclee și electroni. Pentru simplitate să presupunem că avem un ansamblu de N atomi de Na în stare liberă și să urmărim procesele fizice care au loc cînd apropiem din ce în ce mai mult acești atomi pînă la formarea fazei cristaline stabile. Așa cum se știe, Na face parte din grupa I a sistemului periodic și are numărul atomic $Z = 11$. Cei 11 electroni ai atomului de Na sînt distribuiți pe stările energetice astfel $1s^2 2s^2 2p^6 3s^1$. Prin urmare pătura electronică caracterizată de numărul cuantic principal $n = 3$ este incompletă ea putînd fi ocupată de încă 7 electroni din care 1 în starea $3s$ și 6 în starea $3p$. Ce se întîmplă dacă apropiem doi atomi de Na? Cînd atomii de Na sînt la distanțe r mult mai mari decît distanța interatomică a cristalului de Na electronii sînt localizați în vecinătatea nucleelor (fig. 3.17) și nu pot trece de la un atom la altul. Pentru

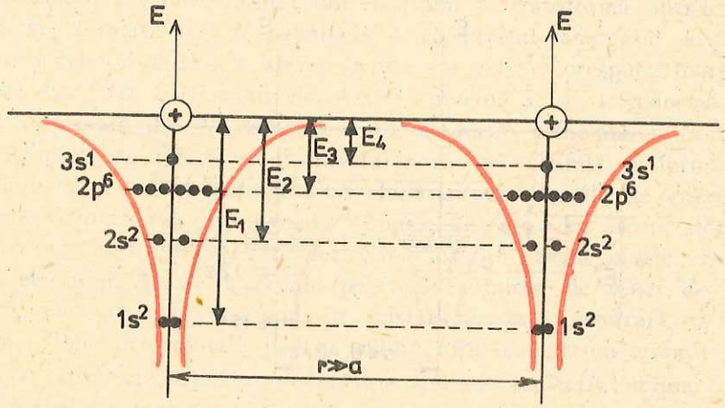


Fig. 3.17. Reprezentarea schematică a nivelelor energetice în cazul a doi atomi de Na aflați la o distanță r mult mare decît distanța interatomică a din cristalul de Na. Mărimilor E_1, E_2, E_3 și E_4 le corespund barierele de potențial pe care trebuie să le depășească un electron care se află pe nivelul energetic corespunzător pentru a părăsi atomul de care aparține.

a realiza acest lucru ei trebuie să învingă o barieră de potențial cu lărgimea și înălțimea cu atît mai mare cu cît electronii sînt mai apropiați de nucleu. Pe măsură ce se apropie cei doi atomi, datorită interacțiunii coulombiene dintre sarcinile electrice care formează sistemul, poziția nivelelor energetice pe care se află electronii se va modifica. În figura 3.18 este reprezentată schema energetică a celor doi atomi de Na după ce au fost apropiați la o distanță comparabilă cu constanta rețelei cristaline $a = 0{,}43$ nm. Cînd distanțele dintre atomi sînt suficient de mici, înălțimea barierei de potențial dintre atomi se micșorează considerabil și electronii se pot deplasa ușor de la un atom la altul. Acest lucru se poate vedea și din figura 3.18 unde bariera de potențial pentru electronii de valență ai Na se află sub nivelul 3s. Ce se întîmplă cu nivelele energetice discrete după ce atomii au fost apropiați? Lărgimea unui nivel energetic al electronului se poate evalua cu ajutorul relației de incertitudine $\Delta p \cdot \Delta x \geqslant \hbar$ care se poate scrie și sub forma $\Delta E \cdot \Delta t \geqslant \hbar$, unde ΔE este intervalul de nedeterminare al valorilor energiei, iar $\Delta t = \tau$ reprezintă timpul mediu de viață al electronului în stare excitată. În atomul liber, $\tau \cong 10^{-8}$ s și deci, pentru lărgimea nivelului, obținem

$$\Delta E \cong \frac{\hbar}{\tau} = 0{,}7 \cdot 10^{-8} \text{ eV}. \qquad (3.6)$$

Această valoare exprimă lărgimea naturală a nivelului energetic la un atom izolat. Dacă apropiem cei doi atomi, atunci probabilitatea ca electronii să treacă de la un atom la altul va crește foarte mult și deci in-

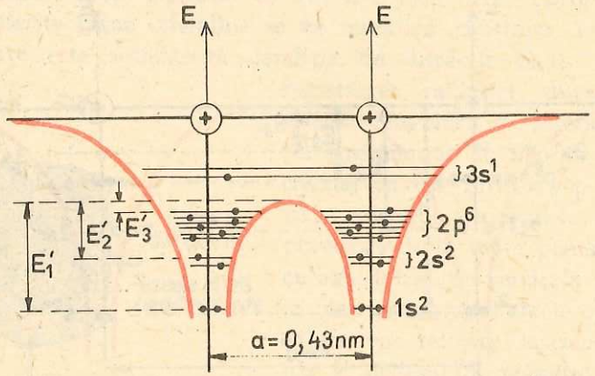


Fig. 3.18. Schema nivelelor energetice cînd doi atomi de Na sînt apropiați la o distanță egală cu distanța interatomică a din cristalul de Na. Mărimile E_1, E_2 și E_3 reprezintă barierele de potențial pe care trebuie să le învingă un electron pentru a trece de la un atom la altul. Cei doi electroni de pe nivelele $3s^1$ se pot deplasa ușor de la un atom la altul (pentru ei nu există, în această privință, barieră de potențial).

tervalul de timp $\Delta t = \tau$ în care electronul de valență se va afla în vecinătatea unui atom va scădea foarte mult ceea ce, confirm relației (3.6) va duce la creșterea lărgimii energetice ΔE. De exemplu, dacă $\tau = 10^{-15}$ s atunci pentru lărgimea nivelului energetic, după ce am apropiat atomii, se obține valoarea $\Delta E \cong 0{,}6$ eV. Așadar nivelul energetic al electronului, care era foarte îngust în atomul liber, se lărgește foarte mult după ce apropiem atomii la distanțe comparabile cu distanța interatomică. Cu cît nivelele energetice din atom sînt mai adînci cu atît probabilitatea de trecere a electronilor de la un atom la altul va fi mai mică, iar nivelele se vor lărgi mai puțin.

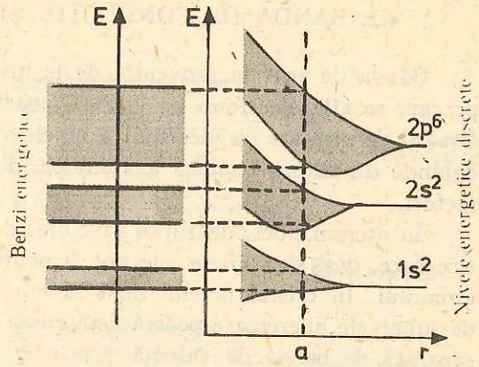


Fig. 3.19. Formarea benzilor energetice din nivelele energetice discrete ale atomilor (a este constanta rețelei cristaline).

Raționamentele de mai sus pot fi ușor extinse la cazul cînd apropiem N atomi pînă la distanțe interatomice. Prin urmare, deosebirea esențială între cristal și atomul liber constă în aceea că fiecare nivel energetic discret al atomului, caracterizat prin perechea de numere cuantice (n, l), în cristal se transformă într-o bandă energetică. În teoria solidului se demonstrează riguros că fiecare nivel energetic discret (degenerat sau nu) al atomului în cristalul format din N atomi se transformă într-o bandă de energie formată din N subnivele. Dacă nivelul energetic al atomului are degenerarea $2l + 1$ atunci banda energetică corespunzătoare va fi formată din $N(2l + 1)$ subnivele. Astfel, nivelul s se transformă într-o bandă s formată din N subnivele care, conform principiului excluziunii pot fi ocupate de $2N$ electroni; nivelul p va da o bandă p formată din $3N$ subnivele pe care se pot așeza $6N$ electroni etc. Benzile de energie care se formează în cristal din nivelele discrete ale atomilor liberi sînt separate între ele prin intervale energetice în care nu există nivele energetice pentru electroni. Aceste intervale poartă denumirea de *benzi de energie interzise*. Distanța dintre atomi în cristal nu este arbitrară ci are o valoare a bine determinată pentru solidul format dintr-un anumit tip de atomi iar structura benzilor de energie trebuie analizată numai pentru această distanță interatomică (fig. 3.19). Benzile cu nivele energetice permise pentru electroni sînt reprezentate în figura 3.19, prin regiuni umbrite. Tot în această figură se mai poate observa că, pe măsură ce energia electronilor E crește, benzile de energie permise se lărgesc iar cele cu energii interzise se îngustează.

4.2. BANDA DE CONDUCȚIE ȘI BANDA DE VALENȚĂ

Banda de energie provenită de la nivelul energetic discret al atomului pe care se află electronii de valență poartă denumirea de *bandă de valență*. Gradul de ocupare cu electroni a nivelelor energetice din banda de valență depinde de natura chimică a atomilor, de structura cristalină sau de alți factori.

În atomul liber, deasupra nivelului de valență, se găsesc nivele energetice care, deși sînt libere, ele pot fi ocupate cu electroni în urma excitării atomului. În cristal nivelul liber al atomului se transformă într-o bandă de subnivele libere care poartă denumirea de *bandă de conducție* și care este separată de banda de valență printr-un interval energetic, numit *bandă interzisă*, în care nu există nivele energetice pentru electroni. Ocuparea cu electroni a nivelelor din banda de conducție poate începe numai în momentul cînd electronii din banda de valență primesc o energie cel puțin egală cu lărgimea benzii interzise.

În legătură cu noțiunile prezentate mai sus (bandă de valență, bandă de conducție și bandă interzisă) sînt necesare cîteva precizări care au rolul de a evita unele confuzii.

Noțiunea de benzi energetice reflectă numai starea energetică a electronilor dintr-un corp solid. Cînd vorbim despre electronii dintr-o bandă ocupată sau liberă nu avem în vedere în acest caz nici un fel de electron care s-ar găsi în benzi ce au dimensiuni geometrice spațiale ci arătăm numai faptul că acești electroni posedă energii ale căror valori extreme sînt determinate de limitele benzilor energetice. Prin „trecerea" electronilor din banda de valență în banda de conducție (exprimare convențională) înțelegem că electronii, în locul energiei anterioare, limitată de valoarea superioară a benzii de valență, au primit o energie mai mare, a cărei valoare minimă corespunde tocmai marginii inferioare de conducție. Trecerea unui electron dintr-o bandă ocupată în una liberă nu înseamnă altceva decît smulgerea electronului din atomul propriu. Prin urmare, unul și același fenomen fizic poate fi exprimat într-o formă deosebită, folosind cuvinte diferite. Un electron legat de un atom este un electron care se află într-o bandă ocupată. Acest electron nu participă la formarea curentului electric. Electronul care și-a părăsit atomul propriu este un electron care a trecut în banda de conducție. Un asemenea electron participă direct la formarea curentului electric.

4.3. CLASIFICAREA CORPURILOR SOLIDE ÎN METALE, SEMICONDUCTORI ȘI DIELECTRICI

Toate corpurile solide, în funcție de gradul de ocupare cu electroni a benzilor de energie, pot fi împărțite în două grupe mari.

Din prima grupă fac parte corpurile solide care deasupra benzilor ocupate au o bandă parțial ocupată cu electroni. În figura 3.20 s-au reprezentat numai o bandă parțial ocupată și prima bandă liberă (neocupată) de deasupra ei. Benzile complet ocupate inferioare celei parțial ocupate nu au fost figurate pe desen. O bandă parțial ocupată se formează în cazul cînd nivelul energetic al atomului de la care provine este incomplet ocupat cu electroni. De exemplu, nivelul 3*s* al atomului de Na în cristal determină formarea unei benzi de valență în care numai jumătate din nivelele energetice sînt ocupate cu electroni. O bandă parțial ocupată cu electroni se poate forma și în cazul cînd se suprapune o bandă complet ocupată cu electroni cu una liberă sau parțial ocupată (fig. 3.21). Formarea benzilor parțial ocupate cu electroni este specifică metalelor.

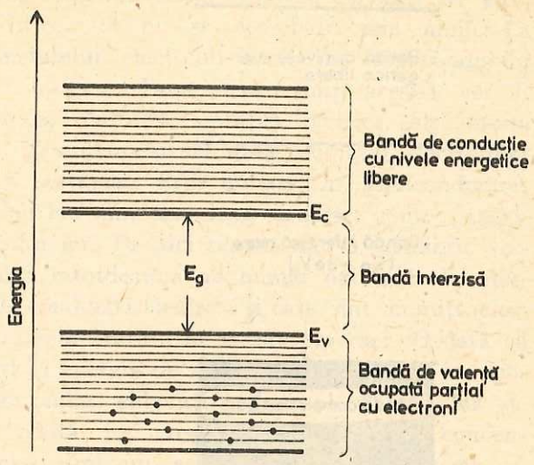


Fig. 3.20. Schema benzilor energetice în cazul cînd banda de valență este ocupată parțial cu electroni. Prin E_c și E_v s-a notat marginea inferioară a benzii de conducție și respectiv marginea superioară a benzii de valență iar E_g reprezintă lărgimea benzii interzise.

Din a doua grupă fac parte corpurile solide care deasupra benzii complet ocupate cu electroni au o bandă energetică în care toate nivelele energetice sînt libere (fig. 3.22). În funcție de lărgimea benzii interzise aceste corpuri solide se împart în izolatoare și semiconductoare. Prin convenție se consideră că dacă banda interzisă este $E_g < 3$ eV atunci corpurile solide sînt semiconductoare, iar dacă $E_g > 3$ eV atunci sînt izolatoare. Acest criteriu de clasificare a corpurilor solide a fost fundamentat teoretic mult mai tîrziu. Inițial se utiliza un criteriu empiric de clasificare a corpurilor solide în funcție de valoarea rezistivității lor. Astfel, după intervalul de valori în care este cuprinsă rezistivitatea ρ, se disting următoarele clase de substanțe:

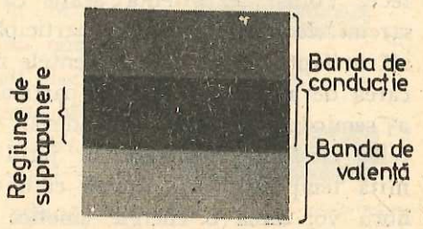


Fig. 3.21. Suprapunerea benzii de conducție cu banda de valență.

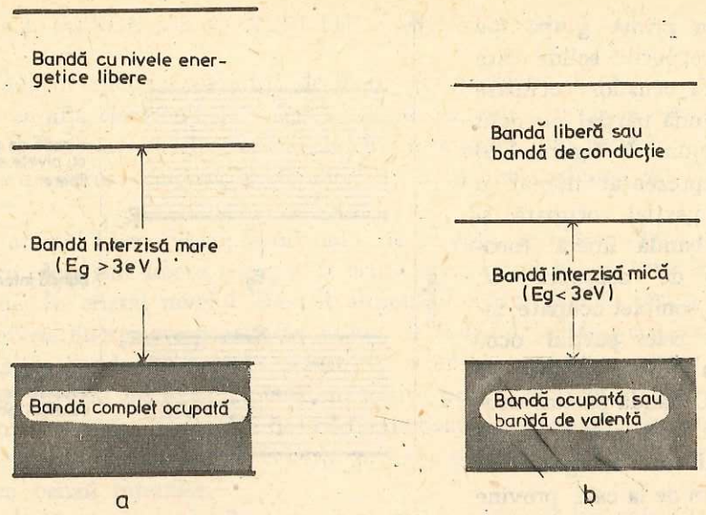


Fig. 3.22. Reprezentarea schematică a benzilor energetice în cazul izolatorilor (*a*) şi în cazul semiconductorilor (*b*).

— metale cu ρ de la 10^{-8} pînă la 10^{-6} $\Omega \cdot m$;
— semiconductori cu ρ de la 10^{-6} pînă la 10^{12} $\Omega \cdot m$;
— izolatori cu ρ de la 10^{12} pînă la 10^{22} $\Omega \cdot m$.

5. CONDUCŢIA ELECTRICĂ A SEMICONDUCTORILOR

5.1. ELECTRONII DE CONDUCŢIE

În cazul semiconductorilor, spre deosebire de metale, toţi electronii — chiar şi cei îndepărtaţi — sînt destul de bine legaţi de nucleele lor. De aceea, în semiconductori, la temperaturi joase, nu există electroni liberi care să participe la conducţia electrică. S-ar părea deci că o astfel de substanţă în care toţi electronii sînt legaţi ar trebui să fie un izolator perfect. Totuşi, experienţa arată că şi în cei mai buni izolatori apar sarcini electrice libere care participă la conducţia electrică. Explicaţia constă în faptul că în raţionamentele noastre nu am luat în consideraţie mişcarea de agitaţie termică a particulelor care formează structura cristalină a semiconductorului. Într-adevăr, atomii care se află în nodurile reţelei cristaline oscilează în jurul poziţiilor de echilibru. La o anumită temperatură T, atomii care oscilează în jurul poziţiilor de echilibru vor avea o energie cinetică finită şi deci va exista o probabilitate diferită de zero ca electronii periferici să părăsească atomii de care aparţin şi să devină liberi. Cum în unitatea de volum a solidului există mulţi atomi, $\cong 10^{29}\ m^{-3}$), rezultă că şi numărul electronilor eliberaţi va

fi de asemenea mare. Prin ce se deosebesc aceşti electroni eliberaţi de electronii liberi ai metalului? În esenţă nu se deosebesc prin nimic. La fel ca şi electronii liberi ai metalului, electronii liberi din semiconductor se pot deplasa în tot volumul acestuia. După scurt timp aceştia vor fi atraşi de ionii pozitivi din reţea, datorită agitaţiei termice, alţi atomi vor pierde electroni astfel că, la o temperatură dată, numărul electronilor liberi din semiconductor va fi staţionar. Prin urmare, în semiconductor, la o anumită temperatură T, au loc simultan două procese opuse: apariţia electronilor liberi şi dispariţia lor. De aici rezultă că, la echilibru termic, în semiconductor va exista întotdeauna un număr oarecare de electroni liberi care pot participa la conducţia electrică şi care sînt numiţi electroni de conducţie. Ce rol joacă temperatura în aceste procese? O dată cu creşterea temperaturii va creşte şi energia de agitaţie termică şi, în consecinţă, creşte şi numărul electronilor eliberaţi, adică al electronilor de conducţie. Cu alte cuvinte, odată cu creşterea temperaturii, concentraţia electronilor de conducţie dintr-un semiconductor se măreşte, şi invers.

5.2. ELECTRONI ŞI GOLURI

Mecanismul conducţiei electrice în semiconductori poate fi uşor înţeles şi în modelul benzilor energetice. Deoarece electronii de pe păturile interne ale atomilor sînt puternic legaţi de nuclee, rezultă că în procesul de transport al sarcinilor vor juca un rol esenţial numai ultimele benzi energetice, adică banda de valenţă şi banda de conducţie care sînt separate printr-o bandă interzisă. În figura 3.23 sînt reprezentate marginea superioară a benzii de valenţă (E_v), marginea inferioară a benzii de conducţie (E_c) şi lărgimea benzii interzise (E_g). Aducerea unui electron în starea de conducţie înseamnă trecerea electronului din banda de valenţă în banda de conducţie. Dacă de pe un nivel oarecare din banda de valenţă a plecat un electron atunci rămîne o stare energetică liberă care poartă denumirea de *gol*. Acest gol poate fi ocupat de un electron vecin, cel mai apropiat, dar în locul de unde a plecat electronul se formează un nou gol care, la rîndul lui, va fi ocupat de un alt electron. Acest electron va lăsa şi el în urma lui un gol etc. Aşadar, faptul că într-un loc a apărut un gol (stare energetică liberă) este echivalent cu a spune că în locul respectiv şi-a făcut apariţia o sarcină electrică pozitivă. Prin urmare, orice gol se comportă ca şi cînd el ar fi o sarcină pozitivă.

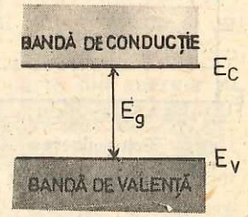


Fig. 3.23. Reprezentarea simplă a benzilor energetice într-un semiconductor.

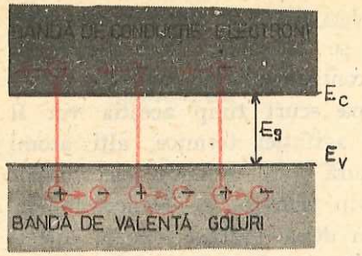


Fig. 3.24. Reprezentarea schematică a principalelor procese fizice care au loc într-un semiconductor cu conducție intrinsecă.

Dacă semiconductorului i se aplică o diferență de potențial, electronii din banda de valență vor începe să se deplaseze în sens invers cîmpului electric; golurile vor fi astfel ocupate tocmai de acei electroni care se apropie de ele, lăsînd în urma lor noi goluri (fig. 3.24).

Electronii se vor deplasa de la „—" spre „+" iar golurile, în sens invers. În consecință, în semiconductori sînt posibile două tipuri de conducție electrică:

a) conducția electronică, determinată de deplasarea electronilor din banda de conducție și

b) conducția de goluri determinată de deplasarea golurilor din banda de valență.

5.3. IMPURITĂȚI DONOARE ȘI ACCEPTOARE

Pentru a modifica proprietățile electrice, în rețeaua cristalină a semiconductorilor se introduce, controlat, o anumită cantitate de impurități, adică de atomi diferiți de cei care formează rețeaua cristalină. În funcție de natura atomilor de impuritate, nivelele energetice ale electronilor pot ocupa diferite poziții în raport cu benzile energetice ale semiconductorului. Din acest punct de vedere distingem două cazuri mai importante.

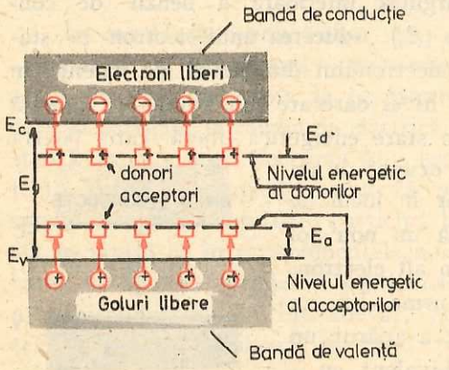


Fig. 3.25. Reprezentarea schematică a nivelelor energetice donoare și acceptoare într-un semiconductor.

a) *Impurități donoare* sau, mai simplu, *donori*, care dau nivele energetice mai apropiate de banda de conducție (fig. 3.25). Energia de ionizare E_d a nivelelor donoare este în general mică, fiind cuprinsă între 0,01 eV și 0,2 eV astfel că electronii pot fi transferați ușor de pe un nivel donor în banda de conducție. În semiconductorii cu impurități donoare conducția va fi determinată în principal de electronii din banda de conducție proveniți de pe nivelele donoare. Din aceste motive acești semiconductori sînt numiți semiconductori electronici sau de tip *n*.

b) *Impurități acceptoare* sau *acceptori*, care dau nivele mai apropiate de banda de valență (fig. 3.25). Aceste nivele pot primi ușor electroni din banda de valență lăsînd în locul lor goluri libere care pot participa la conducția electrică. Electronii care au venit pe nivelele acceptoare sînt electroni localizați și nu participă la conducția electrică. Semiconductorii cu impurități acceptoare sînt numiți semiconductori cu goluri sau semiconductori de tip *p*. Literele *n* și *p* provin de la sarcina „negativă" a electronului și respectiv, de la sarcina „pozitivă" a golului.

Dacă semiconductorul nu conține impurități, atunci la conducția electrică vor participa numai electronii excitați din banda de valență în banda de conducție și golurile rămase libere în banda de valență. În acest caz avem numai o conducție proprie a semiconductorului care poartă denumirea de *conducție intrinsecă*. Semiconductorii în care există numai o conducție intrinsecă se numesc *semiconductori intrinseci*.

5.4. CONCENTRAȚIA PURTĂTORILOR DE SARCINĂ

În continuare vom încerca să exprimăm cantitativ concentrația purtătorilor de sarcină din semiconductor în funcție de temperatură. Pentru simplitate vom considera separat cele trei tipuri de conducție.

a) *Semiconductorii intrinseci.* Mișcarea termică a atomilor din nodurile rețelei cristaline se deosebește esențial de cea a atomilor în faza gazoasă. Astfel, într-un gaz, atomii au o mișcare haotică în limitele volumului pe care îl ocupă, în timp ce în solid ei vor executa numai o mișcare de oscilație în jurul pozițiilor de echilibru datorită forțelor de legătură ce există între atomi. Totodată, datorită forțelor de legătură, mișcarea oscilatorie a fiecărui atom este transmisă celorlalți atomi pe direcția de acțiune a acestor forțe. Prin urmare, la o anumită temperatură T, cînd cristalul se află la echilibru termodinamic, atomii din nodurile rețelei cristaline vor executa oscilații în jurul unor poziții de echilibru.

Atomii care oscilează interacționează nu numai între ei ci și cu electronii. Astfel, un atom care oscilează în jurul poziției de echilibru, în urma ciocnirii poate transmite unui electron o parte din energia sa. Ca urmare, energia electronului va crește și el poate trece de pe nivelul energetic pe care se află pe un alt nivel cu energie mai mare. Evident, această trecere are loc dacă nivelul pe care urmează să-l ocupe este liber. Această interacțiune poartă denumirea de *excitare termică* a electronului sau *generare termică*.

În cazul unui semiconductor intrinsec, datorită agitației termice, electronii pot trece din banda de valență în banda de conducție, iar acest

proces poartă denumirea de *generare termică intrinsecă* sau *excitare termică intrinsecă*. În urma acestui proces apar electroni și goluri libere în număr egal.

Pe de altă parte, are loc un proces invers actului de generare și anume recombinarea electronilor cu golurile. Într-adevăr, electronii liberi (excitați) care se deplasează în cristal vor întîlni goluri, adică stări libere în banda de valență pe care le pot ocupa. Procesul de localizare a electronului pe o stare liberă poartă denumirea de *recombinare*. Actul recombinării în cazul semiconductorilor intrinseci nu înseamnă altceva decît trecerea electronului din banda de conducție în banda de valență și deci este însoțit de dispariția unui electron liber și a unui gol liber.

În regim de echilibru termodinamic, la o anumită temperatură T, numărul actelor de generare este egal cu numărul actelor de recombinare, iar în semiconductor se va stabili o concentrație staționară de electroni și goluri libere. Cum în semiconductorii intrinseci generarea și recombinarea sînt însoțite de apariția și, respectiv, dispariția perechilor electron-gol, concentrația electronilor liberi n_0 este egală cu concentrația golurilor libere p_0, adică

$$n_0 = p_0 = n_i. \tag{3.7}$$

Mărimea n_i poartă denumirea de *concentrație intrinsecă* a purtătorilor de sarcină liberă.

Din analiza proceselor fizice descrise mai sus rezultă că temperatura T joacă un rol important în stabilirea concentrației intrinseci a purtătorilor de sarcină. Într-adevăr, un calcul riguros conduce la următoarea expresie pentru concentrația intrinsecă a purtătorilor de sarcină:

$$n_i = C_i \, e^{-E_g/2kT} \tag{3.8}$$

unde C_i este o constantă care depinde slab de temperatură, E_g este lărgimea benzii interzise, k este constanta lui Boltzmann, iar T este temperatura absolută.

b) *Semiconductorii de tip n.* Să presupunem că într-un semiconductor există donori cu concentrația N_d și energia de ionizare E_d. Întrucît energia de ionizare a donorilor este mai mică decît lărgimea benzii interzise a semiconductorilor rezultă că, odată cu creșterea temperaturii, mai întîi va avea loc generarea termică a electronilor de pe nivelele energetice donoare și apoi trecerea din banda de valență în banda de conducție. Trecerea electronilor, datorită agitației termice, de pe nivelul donor în banda de conducție, poartă denumirea de *excitație* (sau *generare*) *termică extrinsecă* a electronilor. Poate avea loc însă și procesul invers de trecere a electronilor din banda de conducție pe nivelul donor, adică recombinarea electronilor pe nivelul donor. Actele elementare de generare și recombinare în acest caz sînt însoțite de apariția și, respectiv, dispariția

unui singur electron și depind puternic de temperatura la care se află semiconductorul. La echilibru termic, cînd numărul actelor de generare este egal cu numărul actelor de recombinare care au loc în unitatea de timp se va stabili o concentrație staționară a electronilor liberi proveniți din donori, concentrație care se poate calcula cu ajutorul relației:

$$n = C_d \, e^{-Ed/kT} \tag{3.9}$$

unde C_d este o constantă care depinde slab de temperatură și de concentrația N_d a donorilor.

La temperaturi coborîte, concentrația electronilor într-un semiconductor cu donori este determinată în principal de electronii excitați de pe nivelele donoare și crește exponențial cu temperatura conform relației (3.9). La o anumită temperatură T_e practic toți donorii sînt ionizați (are loc fenomenul de epuizare). Dacă temperatura crește în continuare, la o anumită temperatură T_i încep procesele de excitare termică a electronilor din banda de valență în banda de conducție. În intervalul de temperaturi $T_e < T < T_i$, concentrația electronilor din banda de conducție este practic egală cu concentrația donorilor, adică

$$n = N_d \tag{3.10}$$

La temperaturi mai înalte ($T > T_i$), cînd au loc și procese de generare intrinsecă, concentrația totală a electronilor liberi din banda de conducție va fi dată de relația

$$n = n_i + N_d \tag{3.11}$$

unde n_i se calculează cu ajutorul formulei (3.8). La aceste temperaturi încep să apară și goluri libere a căror concentrație va fi egală cu n_i. Dacă temperatura crește în continuare și este satisfăcută inegalitatea

$$n_i \gg N_d \tag{3.12}$$

atunci semiconductorul cu donori trece în regim de conducție intrinsecă. Așadar o dată cu creșterea temperaturii, semiconductorul poate trece de la conducția electronică la regimul de epuizare și apoi la conducția intrinsecă (fig. 3.26).

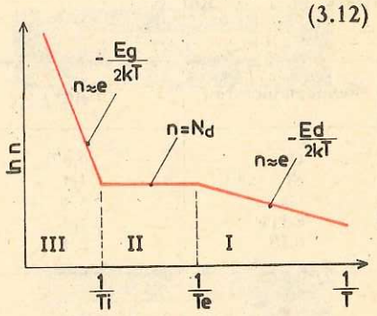


Fig. 3.26. Influența temperaturii asupra concentrației purtătorilor de sarcină într-un semiconductor electronic: I — regiunea cu conducție de impurități; II — regiunea de epuizare; III — regiunea de conducție intrinsecă.

c) *Semiconductorii de tip p.* Procese similare au loc și în semiconductorii cu conducție de goluri. La temperaturi mai coborîte predomină schimbul de goluri dintre banda de valență și nivelul energetic E_a al acceptorilor. Actele elementare de generare și recombinare a golurilor sînt însoțite de apa-

riția și, respectiv, dispariția unui singur gol. Concentrația golurilor în acest caz se poate exprima cu ajutorul relației

$$p = C_a \, e^{-E_a/2kT} \tag{3.13}$$

unde C_a este o constantă care depinde de concentrația acceptorilor. Dacă toți acceptorii sînt ionizați atunci concentrația golurilor este practic egală cu concentrația acceptorilor (regimul de epuizare a acceptorilor), adică

$$p = N_a. \tag{3.14}$$

La temperaturi mai înalte are loc și generarea intrinsecă iar concentrația totală a golurilor din banda de valență va fi dată de expresia

$$p = n_i + N_a. \tag{3.15}$$

Cînd predomină regimul de conducție intrinsecă, adică $n_i \gg N_a$, semiconductorul cu conducție de goluri trece în regim de conducție intrinsecă.

5.5. PARAMETRII MATERIALELOR SEMICONDUCTOARE

Din punct de vedere al proprietăților electronice, materialele semiconductoare, așa cum rezultă din cele arătate mai sus, pot fi caracterizate cu ajutorul unor parametri care variază de la un semiconductor la altul și care depind de temperatura la care se află semiconductorul. Cei mai importanți parametri ai unui semiconductor sînt lărgimea benzii interzise și mobilitatea purtătorilor de sarcină. Acești parametri se determină experimental și sînt utilizați la proiectarea dispozitivelor semiconductoare. În tabelul 3.1 sînt date lărgimile benzilor interzise (E_g) și mobilitățile purtătorilor de sarcină (μ_n și μ_p) pentru cîteva materiale semiconductoare la $T = 300$ K.

Tabelul 3.1

Semiconductorul	E_g(eV)	μ_n(m²/V · s)	μ_p(m²/V · s)
Ge	0,67	0,38	0,18
Si	1,1	0,13	0,05
GaAs	1,4	0,7	0,04
CdTe	1,5	0,12	0,005
CdS	2,4	0,0350	0,0015

6. FOTOCONDUCȚIA SEMICONDUCTORILOR

6.1. PURTĂTORI DE SARCINĂ DE NEECHILIBRU

Să presupunem că pe suprafața unui semiconductor cade un fascicul de lumină. Dacă Φ_0 reprezintă numărul de fotoni care vin în unitatea de timp și pe unitatea de suprafață, atunci, datorită absorbției în stratul de grosime Δx și la adîncimea x (fig. 3.27), fasciculul de lumină va fi atenuat cu

$$\Delta\Phi = \alpha\Phi_0 \, e^{-\alpha}\Delta x \tag{3.16}$$

unde α este coeficientul de absorbție. Mărimea:

$$N_f = \alpha\Phi_0 \tag{3.17}$$

reprezintă numărul fotonilor absorbiți în unitatea de timp și în unitatea de volum a semiconductorului. Dacă energia fotonilor incidenți este suficientă ($h\nu \geqslant E_g$) pentru a excita un electron din banda de valență în banda de conducție atunci în urma absorbției unui foton va apărea un electron liber în banda de conducție și un gol liber în banda de valență (fig. 3.28, procesele 2). Purtătorii de sarcină suplimentari Δn și Δp, creați de lumină în plus față de cei care existau în semiconductor la echilibru termic și în întuneric, poartă denumirea de *purtători de sarcină de neechilibru*.

În cazul semiconductorilor intrinseci concentrația electronilor de neechilibru este egală cu concentrația golurilor de neechilibru, adică $\Delta n = \Delta p$.

Chiar cînd $h\nu \geqslant E_g$ nu toți fotonii incidenți pot genera purtători de sarcină de neechilibru și pentru numărul perechilor electron-gol generate în unitatea de timp și în unitatea de volum a semiconductorului putem scrie relația

$$g = \gamma N_f = \alpha\gamma\Phi_0, \tag{3.18}$$

unde γ este un coeficient de proporționalitate. Mărimea g din formula (3.18) poartă denumirea de *viteză de generare a purtătorilor de sarcină de neechilibru*.

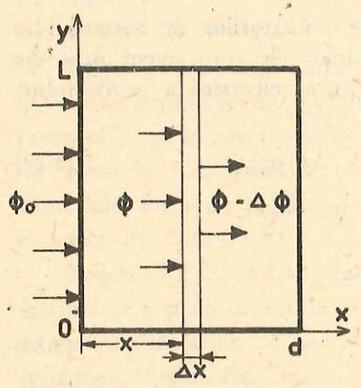


Fig. 3.27. Absorbția luminii într-un semiconductor cu grosimea d și înălțimea L.

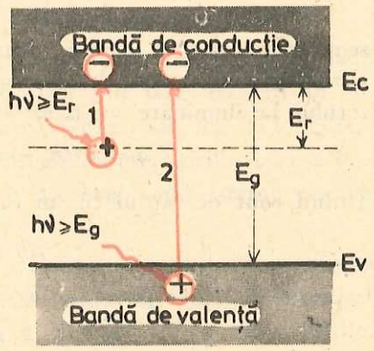


Fig. 3.28. Excitarea purtătorilor de sarcină de pe nivelul energetic E_r în banda de conducție (procesele 1) și din banda de valență în banda de conducție (procesele 2).

O dată cu procesul de generare a purtătorilor de sarcină are loc și procesul de recombinare. Într-adevăr, electronii liberi din banda de conducție, deplasîndu-se în cristalul semiconductor, pot întîlni goluri cu care se recombină. Prin urmare, timpul cît participă la conducția electrică purtătorii de sarcină generați de lumină este limitat de procesele de recombinare și poartă denumirea de *timp de viață* al purtătorilor de sarcină de neechilibru. Dacă notăm cu τ timpul de viață al perechilor electron-gol atunci mărimea

$$r = \frac{\Delta n}{\tau} \tag{3.19}$$

poartă denumirea de *viteză de recombinare* și reprezintă numărul electronilor care se recombină cu golurile în unitatea de timp și în unitatea de volum a semiconductorului.

La echilibru termic și în regim staționar, cînd viteza de generare este egală cu viteza de recombinare ($g = r$), din formulele (3.18) și (3.19) rezultă următoarea expresie, pentru concentrația electronilor de neechilibru

$$\Delta n = \alpha\gamma\Phi_0 \cdot \tau. \tag{3.20}$$

O expresie identică se obține și pentru concentrația golurilor de neechilibru, adică

$$\Delta p = \alpha\gamma\Phi_0 \cdot \tau. \tag{3.21}$$

6.2. DEPENDENȚA DE ILUMINARE A CONDUCTIBILITĂȚII ELECTRICE A SEMICONDUCTORILOR

Dacă înainte de iluminare concentrațiile purtătorilor de sarcină din semiconductor erau n_0 și p_0, atunci după iluminare ele vor deveni $n_0 + \Delta n$ și respectiv $p_0 + \Delta p$. Prin urmare, conductivitatea electrică a semiconductorului la iluminare va avea expresia

$$\sigma = e[(n_0 + \Delta n)\mu_n + (p_0 + \Delta p)\mu_p]. \tag{3.22}$$

Ținînd cont de faptul că, în cazul generării intrinseci,

$$\Delta n = \Delta p = \alpha\gamma\Phi_0\tau,$$

expresia (3.22) se poate scrie sub forma

$$\sigma = \sigma_0 + \sigma_f \tag{3.23}$$

unde

$$\sigma_0 = e(n_0\mu_n + p_0\mu_p) \tag{3.24}$$

reprezintă conductivitatea semiconductorului la întuneric, iar

$$\sigma_f = e\alpha\gamma\Phi_0\tau(\mu_n + \mu_p) \tag{3.25}$$

reprezintă conductivitatea semiconductorului determinată numai de radiația luminoasă; σ_f poartă denumirea de *fotoconductivitate*.

Dacă dintr-un material semiconductor se ia o probă în formă de paralelipiped cu lungimea L, lățimea l și grosimea d, căreia i se aplică diferența de potențial U_0, atunci, pentru curenții care trec prin probă înainte și după iluminare, putem scrie relațiile:

$$I_0 = U_0\sigma_0\frac{ld}{L}\,;\quad I = U_0(\sigma_0 + \sigma_f)\cdot\frac{ld}{L}\,.$$

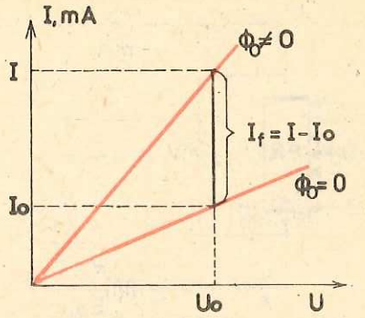


Fig. 3.29. Caracteristica curent-tensiune a unei fotorezistențe în absența ($\Phi_0 = 0$) și în prezența iluminării ($\Phi_0 \neq 0$).

Din aceste relații, pentru curentul I_f (fig. 3.29), datorat iluminării, obținem expresia

$$I_f = I - I_0 = U_0\sigma_f \cdot \frac{ld}{L}\,. \tag{3.26}$$

Dacă introducem (3.25) în (3.26) obținem

$$I_f = e\alpha\gamma\Phi_0\tau(\mu_n + \mu_p)\,V \cdot \frac{U_0}{L^2}\,, \tag{3.27}$$

unde $V = l \cdot d \cdot L$ este volumul semiconductorului iluminat. Cu ajutorul acestei relații se poate calcula fotocurentul (curentul determinat de radiația luminoasă) care corespunde tensiunii aplicate U_0, cînd se cunosc parametrii fizici și dimensiunile geometrice ale semiconductorului.

Dispozitivele semiconductoare a căror rezistență se micșorează sub acțiunea luminii se numesc *fotorezistențe* (FR) și sînt larg utilizate în numeroase scheme electronice de automatizare și comandă, ca traductoare de semnale luminoase în semnale electrice. Caracteristicile curent-tensiune ale fotorezistențelor se pot ridica cu ajutorul unui circuit electric ca acela din figura 3.30.

Fenomenul de fotoconducție poate fi cauzat nu numai de generarea intrinsecă a purtătorilor de sarcină (procesele 2 din fig. 3.28) ci și de excitarea purtătorilor de sarcină de pe nivelul energetic E al impurităților (procesele 1 din fig. 3.28). Cînd energia fotonilor incidenți satisface condiția

$$h\nu \geqslant E_r$$

electronii de pe nivelul energetic al impurităților primesc suficientă energie pentru a fi excitați în banda de conducție. Fotoconducția care apare în

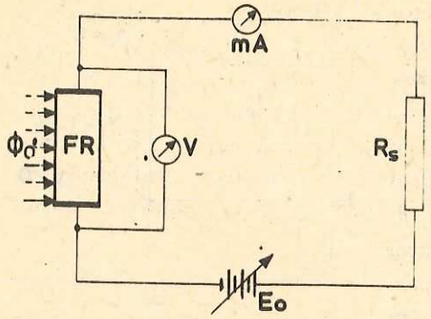


Fig. 3.30. Schema circuitului electric pentru studierea fotoconducției în semiconductori. Fotorezistența (FR) este conectată în serie cu o sursă de tensiune E_0, rezistența de sarcină R_s și un miliampermetru. Căderea de tensiune pe fotorezistență se măsoară cu voltmetrul V.

acest caz poartă denumirea de *fotoconducție de impurități*. Dacă energia fotonilor incidenți crește în continuare, atunci pentru

$$h\nu \geqslant E_g$$

începe procesul de excitare a electronilor din banda de valență în banda de conducție.

7. EFECTUL FOTOVOLTAIC ÎN JONCȚIUNEA p-n. APLICAȚII

7.1. PROCESE FIZICE ÎN JONCȚIUNEA *p-n*

Structura unei joncțiuni *p-n* este arătată în figura 3.31 și constă dintr-un semiconductor în care are loc o trecere abruptă de la conducția de tip *p* la cea de tip *n*. Imediat după realizarea unui contact perfect între un semiconductor de tip *n* și unul de tip *p*, electronii din regiunea *n* vor difuza spre regiunea de tip *p* unde se recombină imediat cu golurile, lăsînd în urma lor donorii ionizați (sarcină spațială pozitivă). La fel și golurile vor difuza spre regiunea *n* unde se recombină cu electronii. Astfel, de-o parte și de alta a planului joncțiunii se formează o regiune de sarcină spațială (fig. 3.32, *a* și 3.32, *b*) care dă naștere unui cîmp intern E_i orientat de la regiunea *n* spre regiunea *p* (fig. 3.32, *c*). Acest cîmp intern se opune trecerii purtătorilor de sarcină majoritari (golurile din regiunea *p* cu concentrația p_p și electronii din regiunea *n* cu concentrația n_n) prin planul joncțiunii dînd naștere unei bariere de potențial U_b (fig. 3.32, *d*). Purtătorii de sarcină minoritari (golurile din regiunea *n* cu concentrația p_n și electronii din regiunea *p* cu concentrația n_p) sînt accelerați de cîmpul intern al joncțiunii în sens opus deplasării purtătorilor majoritari. La echilibru termic și în absența polarizării curentul I_{mo}, determinat de fluxul purtătorilor majoritari, trebuie să fie egal cu curentul I_{so}, determinat de fluxul purtătorilor minoritari, adică

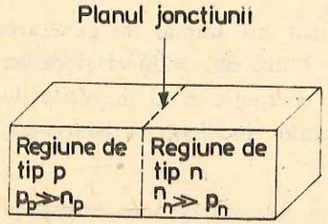


Fig. 3.31. Modelul fizic al unei joncțiuni *p-n*.

$$I_{mo} = I_{so} = I_s. \qquad (3.28)$$

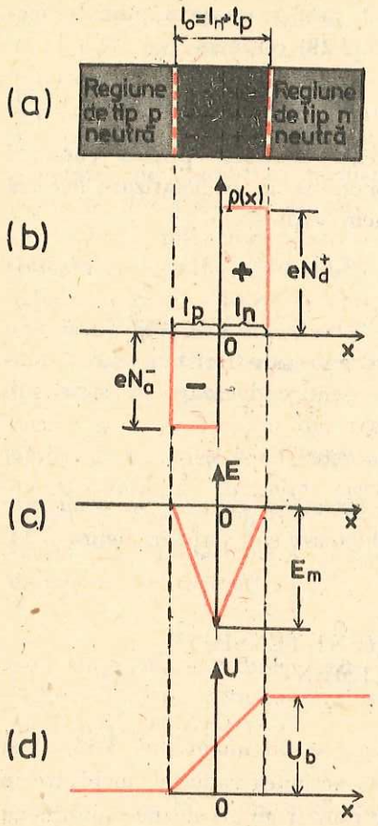


Fig. 3.32. Reprezentarea schematică a sarcinilor electrice din stratul de baraj al unei joncțiuni *p-n*, *a)*; distribuirea densității de sarcină, *b)*; a cîmpului electric, *c)* și a potențialului, *d)*. Mărimea l_0 reprezintă lărgimea regiunii de sarcină spațială în absența polarizării.

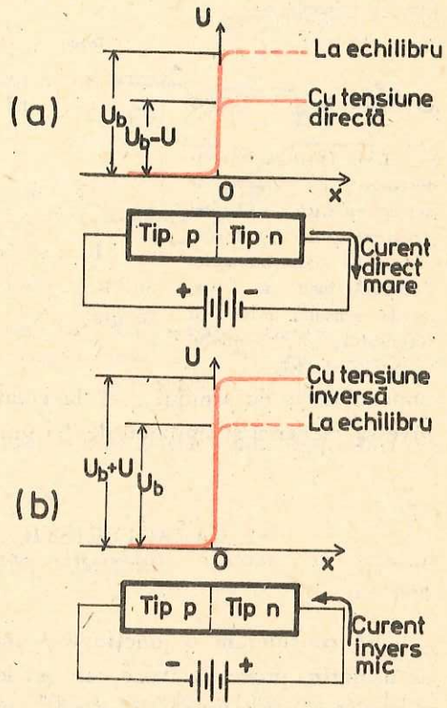


Fig. 3.33. Polarizarea directă *(a)* și polarizarea inversă *(b)* a unei joncțiuni *p-n*.

Dacă polarizăm direct joncțiunea cu tensiunea U (fig. 3.33, *a*) bariera de potențial a stratului de baraj se micșorează și fluxul purtătorilor de sarcină majoritari prin planul joncțiunii va crește rapid în timp ce fluxul purtătorilor de sarcină minoritari rămîne neschimbat deoarece pentru ei nu există barieră de potențial. Curentul determinat de fluxul purtătorilor de sarcină majoritari crește exponențial cu tensiunea de polarizare după o lege de forma

$$I_m = I_{mo}\, e^{eU/kT}. \qquad (3.29)$$

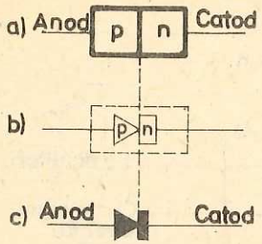


Fig. 3.34. Dioda semiconductoare: *a)* reprezentarea schematică a unei joncțiuni *p-n*; *b)* forma celor două materiale astfel modelată încît să corespundă sensului direct al curentului; *c)* simbolul diodei.

Pentru curentul net care trece prin planul joncțiunii, din (3.28) și (3.29) obținem:

$$I_d = I_m - I_s = I_s(e^{eU/kT} - 1). \qquad (3.30)$$

Prin raționamente similare, pentru curentul care trece prin joncțiune la o polarizare inversă (fig. 3.33, *b*) obținem expresia:

$$I_{inv} = I_s(e^{-eU/kT} - 1).. \qquad (3.31)$$

Dacă $eU \gg kT$, atunci $e^{-eU/kT} \ll 1$ și deci $I_{inv} \cong -I_s$.

În general, expresia caracteristicii curent-tensiune a unei diode semiconductoare se scrie sub forma

$$I = I_s(e^{eU/kT} - 1) \qquad (3.32)$$

unde U se ia cu semnul „+" la polarizare directă și cu „−" la polarizare inversă. Schema și simbolul diodei semiconductoare sînt date în figura 3.34.

7.2. CARACTERISTICA CURENT-TENSIUNE A UNUI FOTOELEMENT

Să considerăm o joncțiune $p-n$ pe care o iluminăm (fig. 3.35, *a*) și să urmărim procesele fizice care au loc. Sub acțiunea radiației incidente în regiunea n vor fi create în număr egal electroni și goluri de neechilibru cu concentrațiile Δn și Δp. Concentrațiile purtătorilor de sarcină majoritari (n_n în regiunea n și p_p în regiunea p), în absența luminii sînt mult mai mari decît concentrațiile purtătorilor de sarcină majoritari generați de lumină în timp ce concentrațiile purtătorilor de sarcină minoritari la întuneric (p_n, în regiunea n și n_p în regiunea p) sînt mult mai mici decît concentrațiile purtătorilor de sarcină minoritari generați de lumină. De aici rezultă că în procesele fizice care au loc într-o joncțiune $p-n$ iluminată vor juca un rol esențial numai purtătorii de sarcină minoritari generați de lumină. Golurile create în regiunea n, datorită difuziei, pot ajunge în regiunea stratului de baraj unde sînt accelerate de cîmpul intern E_i spre regiunea p. La fel electronii generați de lumină în regiunea p și care ajung la stratul de baraj sînt accelerați spre regiunea n. Prin urmare, fluxul purtătorilor minoritari care trec prin planul joncțiunii la iluminare va crește proporțional cu intensitatea radiației incidente Φ_0 iar pentru curentul determinat de aceștia putem scrie:

$$I_{s_1} = I_s + eSQ\Phi_0 \qquad (3.33)$$

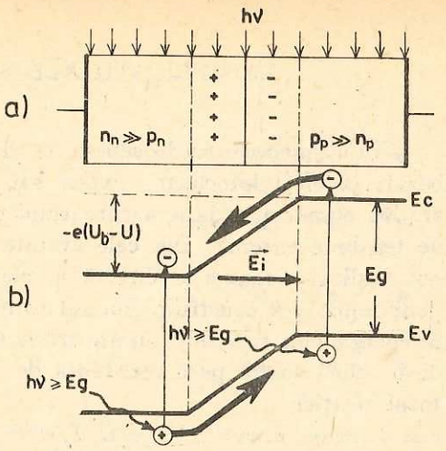


Fig. 3.35. Reprezentarea schematică a unei joncțiuni *p-n* (*a*) și structura energetică în prezența iluminării (*b*).

unde S este secțiunea joncțiunii, iar Q este un factor adimensional (factor de colectare) care exprimă fracțiunea de perechi electron-gol separate de cîmpul electric intern E_i din numărul total de perechi generate de radiația incidentă. Această deplasare a purtătorilor de sarcină minoritari este echivalentă cu apariția unui curent suplimentar care „curge" în sens invers prin joncțiunea iluminată.

Trecerea golurilor generate de lumină din regiunea n în regiunea p și a electronilor din regiunea p în regiunea n va determina o micșorare a cîmpului electric intern E_i, deci și a barierei de potențial U_b cu mărimea U. Prin urmare, fluxul purtătorilor majoritari va da naștere unui curent

$$I_{m_1} = I_s\, e^{eU/kT} \qquad (3.34)$$

care curge în sens direct prin joncțiune. În regim staționar, din relațiile (3.33) și (3.34) pentru curentul net $I = I_{m1} - I_{s1}$ care trece prin planul joncțiunii obținem relația:

$$I = I_s(e^{eU/kT} - 1) - I_L \qquad (3.35)$$

unde $I_L = eSQ\Phi_0$ reprezintă curentul datorat fluxului de lumină incidentă (fotocurentul). La circuit deschis și deci pentru tensiunea în circuit deschis U_{CD} (fig. 3.36), din (3.35) obținem expresia:

$$U_{CD} = \frac{kT}{e} \ln\left(1 + \frac{I_L}{I_s}\right). \qquad (3.36)$$

În condiții de scurtcircuit $U = 0$ și deci pentru curentul de scurtcircuit I_{SC} (fig. 3.36), din (3.35) obținem:

$$I_{SC} = -I_L. \qquad (3.37)$$

Din relația (3.36) rezultă că, sub acțiunea luminii, o joncțiune *p-n* determină apariția unei tensiuni electromotoare. Dispozitivele semiconductoare în care sub acțiunea luminii apare o tensiune electromotoare se numesc *fotoelemente*. Caracteristica curent-tensiune a unui fotoelement, în absența iluminării ($I_L = 0$), așa cum rezultă din (3.35), coincide cu cea a unei joncțiuni *p-n* obișnuite iar la iluminare se deplasează cu mărimea I_L spre axa negativă a curenților (fig. 3.36).

7.3. APLICAȚII ALE FOTOELEMENTELOR

Fotoelementele se deosebesc de dispozitivele fotoelectronice de alt tip, bazate pe efect fotoelèctric extern sau intern, în care, sub acțiunea luminii are loc numai o variație a curentului într-un circuit alimentat de o sursă de tensiune externă. Din cele arătate mai sus rezultă că fotoelementele pot realiza o conversie directă a energiei luminoase în energie electrică. Joncțiunile *p-n* construite special pentru a realiza conversia energiei solare în energie electrică sînt numite *celule solare* sau *fotocelule*. Puterea debitată de o celulă solară pe o rezistență de sarcină R_s se poate calcula cu ajutorul relației

$$P = U[I_s(e^{eU/kT} - 1) - I_L]. \qquad (3.38)$$

Fotoelementele pot fi utilizate și pentru detectarea radiației luminoase; în acest regim de funcționare sînt numite *fotodiode*. O fotodiodă este un dispozitiv fotoelectronic a cărui funcționare se bazează pe variațiile care apar în caracteristicile curent-tensiune ale unei joncțiuni *p-n* sub acțiunea luminii. În figura 3.36 sînt reprezentate caracteristicile curent-tensiune ale unui fotoelement la întuneric și în prezența radiației luminoase. Caracteristicile din cadranul III corespund regimului de fotodiodă iar cele din cadranul IV corespund regimului de celulă solară sau fotocelulară.

Probleme rezolvate

1. În figura 3.37 este reprezentată o familie de plane paralele dintr-o rețea cubică simplă. Un fascicul de raze X cu lungimea de undă $\lambda = 0{,}11$ nm poate cădea sub diferite unghiuri θ pe această familie de plane. Constanta rețelei fiind $a = 0{,}56$ nm să se determine unghiurile Bragg posibile. De ce există un număr limitat de unghiuri?

Rezolvare

Folosind relația $2d \sin\theta = \lambda n, \quad n = 1, 2, 3, \ldots,$

obținem: $$\sin\theta = n \cdot \frac{\lambda}{2d}.$$

Analizînd familia de plane din figură pentru distanța interplanară obținem:

$$d = \frac{a}{\sqrt{5}} = 0{,}25 \text{ nm}.$$

Introducînd această valoare în expresia de mai sus obținem:

$$\sin\theta = n \cdot \frac{\lambda}{a} \cdot \frac{\sqrt{5}}{2} = 0{,}2196\, n$$

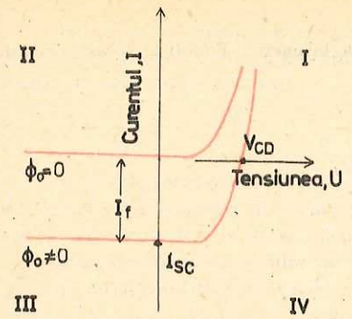


Fig. 3.36. Caracteristica curent-tensiune a unei joncțiuni *p-n* în absența și în prezența iluminării ($\Phi_0 = 0$, respectiv $\Phi_0 \neq 0$).

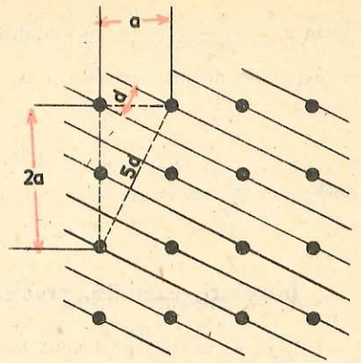


Fig. 3.37. Pentru problema rezolvată 1.

Fasciculele difractate pot exista la $\theta = 12°41'8$ ($n = 1$), $\theta = 26°3'10''$ ($n = 2$), $\theta = 41°12'30''$ ($n = 3$) și $\theta = 61°27'$ ($n = 4$). Fascicule de ordin superior nu pot exista deoarece am obține $\sin\theta > 1$.

2. O fotorezistență cu rezistența la întuneric R_0 este conectată în serie cu o sursă cu tensiune U și un rezistor cu rezistența R_s. După iluminarea fotorezistenței căderea de tensiune la bornele rezistorului R_s va fi U_f. Se cere să se calculeze:

a. Rezistența R_f a fotorezistenței după iluminare.

b. Variația relativă a conductivității electrice a fotorezistenței la iluminare.

Rezolvare

a. Curenții care trec prin circuit înainte și după iluminare sînt dați de relațiile:

$$I_0 = \frac{U}{R_s + R_0}; \quad I = \frac{U}{R_s + R_0 - \Delta R},$$

unde ΔR reprezintă modificarea rezistenței la iluminare. Variația tensiunii la bornele rezistorului R_s atunci cînd iluminăm fotorezistența va fi:

$$U_f = R_s(I - I_0) = \frac{UR_s\Delta R}{(R_s + R_0 - \Delta R)(R_s + R_0)}.$$

Din această relație, pentru variația rezistenței, obținem:

$$\Delta R = \frac{U_f(R_s + R_0)^2}{UR_s + U_f(R_s + R_0)}$$

ar pentru valoarea rezistenței la iluminare a fotorezistenței vom avea

$$R_f = R_0 - \Delta R = \frac{UR_0^2 - U_fR_s(R_s + R_0)}{UR_0 + U_f(R_s + R_0)}.$$

b. Dacă l este lungimea, iar S este secțiunea fotorezistenței atunci variația conductivității la iluminare se calculează cu ajutorul relației

$$\sigma_f = \frac{l}{S}\left(\frac{1}{R_f} - \frac{1}{R_0}\right) = \sigma_0 \cdot \frac{\Delta R}{R_f},$$

unde $\sigma_0 = \frac{l}{SR_0}$ este conductivitatea fotorezistenței la întuneric. Folosind această relație și expresiile de mai sus pentru ΔR și R_f, obținem

$$\frac{\sigma_f}{\sigma_0} = \frac{(1+q)^2 U_f}{U - q(1+q)\,U_f},$$

unde $q = \frac{R_s}{R_0}$.

Întrebări, exerciții, probleme

1. În ce cristale predomină legătura chimică Van der Waals?

2. Prin ce se aseamănă și prin ce se deosebește legătura covalentă de cea metalică?

3. Să se explice de ce, într-un cristal, atomii au o aranjare ordonată.

4. Cîte tipuri de defecte punctiforme pot exista într-un monocristal?

5. Prin ce se caracterizează un corp solid cu o structură policristalină?

6. De cîți parametri este definită o celulă elementară plană?

7. Ce este o celulă primitivă?

8. Cîte tipuri de celule elementare există în sistemul cristalografic ortorombic?

9. Se poate studia structura cristalină a solidelor cu un fascicul de electroni a căror energie cinetică $E_e = 150$ eV? Să se justifice răspunsul. Se dă masa electronului $m = 9{,}11 \cdot 10^{-31}$ kg.

R: Da, deoarece $\lambda \cong 10^{-10}$ m.

10. Unghiul dintre fasciculul de raze X incident și cel reflectat de un sistem de plane echidistante este $\varphi = 120°$. Dacă distanța interplanară este $d = 0{,}09$ nm, iar lungimea de undă a razelor X este $\lambda = 0{,}045$ nm, să se găsească ordinul reflexiei Bragg.

R: $n = 2$.

11. Un cristal este format din N atomi. Cîte subnivele va avea o bandă energetică provenită de la un nivel discret d și cîți electroni pot ocupa această bandă?

R: $5N$; $10N$.

12. Prin ce se caracterizează banda de valență?

13. Cum se formează banda de conducție în corpurile solide?

14. Prin ce se deosebesc, din punctul de vedere al benzilor energetice, metalele de semiconductori?

15. Pe baza cărui parametru fizic se clasifică empiric corpurile solide în metale, semiconductori și dielectrici?

16. Cum se explică creșterea concentrației purtătorilor de sarcină într-un semiconductor o dată cu creșterea temperaturii?

17. Prin ce se deosebește mecanismul conducției electrice la un semiconductor de tip n de cel al unui semiconductor de tip p?

18. De cîte ori concentrația purtătorilor de sarcină liberi în Ge intrinsec dacă temperatura crește de la $T_1 = 300$ K la $T_2 = 600$ K? Se va presupune că lărgimea benzii interzise nu se modifică o dată cu creșterea temperaturii ($k = 1{,}38 \cdot 10^{-23}$ J/K).

R: $\frac{n_i(T_2)}{n_i(T_1)} = e^{\frac{E_g}{2k}\left(\frac{T_2 - T_1}{T_1 T_2}\right)} = 662.$

19. Ce valoare trebuie să aibă lungimea de undă a radiației incidente pentru a avea loc generarea optică intrinsecă a purtătorilor de sarcină liberi într-un semiconductor cu lărgimea benzii interzise $E_g = 2{,}42$ eV?

R: $\lambda \leqslant \frac{hc}{E_g} = 0{,}512$ μm.

20. Pe o fotorezistență cu conductivitate la întuneric $\sigma_0 = 8{,}96\ \Omega^{-1}\text{m}^{-1}$ cade un fascicul de lumină cu intensitatea $\Phi_0 = 10^{15}$ fotoni/cm$^2 \cdot$ s. Dacă are loc generarea intrinsecă a purtătorilor de sarcină se cere să se calculeze:

a) concentrația electronilor de neechilibru;

b) variația relativă a conductivității la iluminare.

Se cunosc: mobilitățile $\mu_n = 0{,}38$ m^2/Vs și $\mu_p = 0{,}18$ m^2/Vs; coeficientul de absorbție a luminii $\alpha = 10^4$ cm^{-1}; randamentul cuantic $\gamma = 1$; timpul de viață $\tau = 10^{-4}$ s.

R: a) $\Delta n = 10^{21}$ m^{-3}; b) $\frac{\sigma_f}{\sigma_0} = 10.$

21. O fotorezistență are la întuneric rezistența R_0 și la iluminare rezistența R_f. În serie cu fotorezistența se conectează sursa de tensiune U cu rezistența internă neglijabilă și o rezistență de sarcină R_s. Să se determine rezistența R_s astfel încît la iluminare variația de tensiune U_f pe rezistența de sarcină să fie maximă. Care este valoarea lui $U_{f\,max}$ în acest caz?

R: $R_s = \sqrt{R_0 R_f}$; $U_{f\,max} = U \cdot \frac{R_0 - R_f}{\left(\sqrt{R_0} + \sqrt{R_f}\right)^2}$.

22. Pe suprafața $S = 4$ cm^2 a unei celule solare care se află la temperatura $T = 300$ K cade un fascicul de lumină cu intensitatea $\Phi_0 = 5 \cdot 10^{17}$ fotoni/cm$^2 \cdot$ s care determină generarea perechilor electron-gol. Curentul invers al celulei la întuneric este $I_s = 0{,}01$ μA, iar factorul de colectare este $Q = 1$. Să se calculeze:

a) curentul I_{SC} de scurt-circuit;

b) tensiunea U_{CD} în circuit deschis.

R: a) $I_{SC} = -320$ mA; b) $U_{CD} = 0{,}447$ V.

IV. FIZICA NUCLEULUI. PARTICULE ELEMENTARE

1. PROPRIETĂȚI GENERALE ALE NUCLEULUI ATOMIC

Multă vreme atomul a fost considerat indivizibil și fără structură internă.

Astăzi știm că atomul este format din nucleu și electroni iar nucleul, la rîndul său, este format din protoni și neutroni.

Primele informații asupra structurii nucleului au fost obținute prin studiul proprietăților sale generale: *sarcină, dimensiuni, masă.*

1.1. SARCINA NUCLEELOR ATOMICE. NUMĂR ATOMIC

Se știe că atomii sînt neutri din punct de vedere electric. În capitolul 2 s-a arătat că în compoziția atomului intră electroni. Numărul de electroni din atom se numește *număr atomic* și se notează cu Z.

Pentru ca atomul să fie un sistem neutru, sarcina electronilor din atom (Ze) trebuie să fie compensată de sarcina pozitivă a nucleului.

Particulele cu sarcină pozitivă care intră în compoziția atomului sînt protonii. Protonul are sarcina pozitivă egală în mărime cu sarcina electrică elementară (e).

În consecință, în atom trebuie să se găsească Z protoni care să compenseze sarcina a Z electroni.

Sarcina nucleului este pozitivă și egală cu Ze. Sarcina nucleelor a fost măsurată în experiențele de împrăștiere a particulelor α pe nuclee.

1.2. DIMENSIUNILE NUCLEELOR. RAZA NUCLEARĂ

Așa cum s-a arătat în paragraful 2.2, experiențele de împrăștiere a particulelor α pe atomi efectuate de E. Rutherford au demonstrat că atomul este format dintr-un nucleu în care este concentrată sarcina pozitivă a atomului și un înveliș electronic.

Dacă ne imaginăm atomul ca o sferă, raza acestuia este de aproximativ 10^{-10} m. Nucleul poate fi și el considerat ca o sferă cu raza de aproximativ 10^{-14} m. În nucleu este concentrată aproape întreaga masă a atomului. Determinarea razei nucleului formează obiectul unui șir întreg de experiențe care utilizează metode diferite. Din aceste experiențe se poate trage concluzia generală că raza nucleului depinde de *numărul de masă* A^*, după relația:

$$R = R_0 A^{1/3}. \tag{4.1}$$

Constanta R_0 (determinată pentru un număr mare de nuclee) are o valoare medie $R_0 = 1{,}45 \cdot 10^{-15}$ m.

1.3. MASA ATOMICĂ. MASA NUCLEARĂ. NUMĂR DE MASĂ

Măsurarea maselor atomice. Tehnica măsurării maselor atomilor se numește *spectroscopie de masă.*

Metoda se bazează pe separarea fasciculelor de atomi ionizați în cîmpuri electrice și magnetice.

Spectroscopul de masă este format din trei părți principale: sursa de ioni, un sistem de cîmpuri electrice și magnetice care separă particulele după mase și un sistem de înregistrare.

Sursa de ioni produce ioni pozitivi ai elementului a cărui masă atomică o măsurăm. Se pot utiliza, în acest scop, metode diferite în funcție de element: evaporare, descărcări în gaze rarefiate, bombardarea substanței sub formă de gaz sau vapori cu fascicule de electroni ș.a.

Ionii pozitivi produși au sarcina egală cu un multiplu întreg al sarcinii elementare, ne ($n = 1,2$) și viteze diferite.

Pentru separarea ionilor după mase se folosesc o combinație de cîmpuri electrice și magnetice. Se cunoaște din manualul de clasa a X-a (§ 10.7) că, într-un cîmp electric de intensitate $\vec{E}$, asupra unei particule încărcate cu sarcina pozitivă ne, acționează o forță orientată pe direcția și în sensul cîmpului electric:

$$\vec{F}_{el} = ne\vec{E}. \tag{4.2}$$

Într-un cîmp magnetic uniform de inducție $\vec{B}$ asupra unei particule încărcate cu sarcina pozitivă ne, și cu viteza $\vec{v}$ orientată perpendicular pe direcția inducției, acționează o forță:

$$\vec{F}_{mag} = ne\vec{v} \times \vec{B}, \quad \text{de mărime:} \quad F_{mag} = nevB, \tag{4.3}$$

avînd direcția perpendiculară pe viteză și inducție și cu sensul dat de regula burghiului drept:

* A este numărul de masă al nucleului și reprezintă numărul de protoni și neutroni din nucleu.

Într-un cîmp magnetic perpendicular pe viteza $\vec{v}$ a ionilor; aceştia se vor mişca după o traiectorie circulară; forţa Lorentz joacă rol de forţă centripetă:

$$nevB = \frac{Mv^2}{r} \tag{4.4}$$

unde: M este masa ionului şi r raza traiectoriei. Din această relaţie rezultă că ionii cu aceeaşi viteză se vor mişca pe traiectorii cu raze diferite dacă sarcina lor specifică, $\frac{ne}{M}$, este diferită:

$$r = \frac{Mv}{neB}. \tag{4.5}$$

Un cîmp magnetic perpendicular va funcţiona deci ca *separator de mase* pentru ioni de aceeaşi viteză.

Pentru a obţine ioni de aceeaşi viteză, se pot utiliza două cîmpuri, un cîmp magnetic şi un cîmp electric, perpendiculare între ele şi ambele perpendiculare pe direcţia vitezei particulelor. Schema unui spectrograf de masă, care funcţionează pe principiul descris mai sus, este dată în figura 4.1. Pentru a lăsa să treacă numai ioni de aceeaşi viteză, forţa de atracţie electrică trebuie să fie egală cu forţa magnetică:

$$neE = nevB. \tag{4.6}$$

Prin urmare, filtrul va lăsa să treacă numai ionii cu viteza:

$$v = \frac{E}{B} \tag{4.7}$$

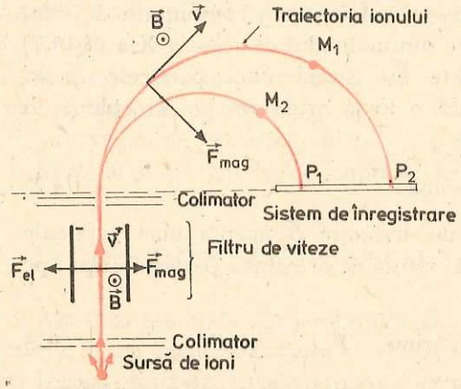


Fig. 4.1. Schema de principiu a unui spectrograf de mase. Traiectoria ionului de masă M_1 va avea raza mai mare decît cea a ionului de masă M_2, dacă sarcina şi viteza lor sînt aceleaşi dar $M_1 > M_2$.

indiferent ce sarcină şi masă au aceştia.

În continuare, ionii trec într-o regiune în care acţionează numai inducţia $\vec{B}$ perpendicular pe viteză. Ionii se mişcă pe traiectorii circulare cu raze diferite şi, conform relaţiei (4.5), vor ajunge pe sistemul de înregistrare în locurile P_1 şi P_2 diferite, după valoarea raportului $\frac{ne}{M}$. Cum sarcina ionului nu poate varia decît în multipli de e, se poate face uşor identificarea ionilor cu diferite mase.

Sistemul de înregistrare poate fi sau emulsia fotografică, sau un sistem electric. F. W. Aston, care a făcut primele separări după masă pentru izotopii stabili, a împărţit, după modul de înregistrare, spectroscoapele de mase în *spectrografe* (cu înregistrare fotografică) şi *spectrometre* (cu modele electrice de înregistrare). Cu ajutorul spectroscopiei de masă, au fost măsurate masele atomilor cu precizie de pînă la cîteva părţi la un milion.

Deoarece masa atomică este o mărime foarte mică în raport cu unitatea de măsură utilizată în sistemul internaţional (kg), s-a ales o altă unitate pentru măsurarea acesteia şi anume, *unitatea atomică de masă*.

Unitatea atomică de masă reprezintă a 12-a parte din masa atomului de carbon (izotopul cu număr de masă 12) şi este egală cu:

$$1\,u = 1{,}66 \cdot 10^{-27}\ kg. \tag{4.8}$$

Masele atomice exprimate în aceste unităţi sînt foarte apropiate de un număr întreg. Astfel, masa atomului de hidrogen este aproximativ 1 u, masa celui de oxigen este ~16 u ş.a.m.d.

Numărul întreg cel mai apropiat de masa atomică, exprimată în u, a fost numit *număr de masă* şi se notează cu A.

Masa atomică a unui atom determinată experimental prin spectroscopie de masă este diferită de masa nucleului său. Am arătat că în compoziţia atomului intră Z electroni care sînt legaţi de nucleu prin forţe electrice. De aceea, pentru a găsi masa nucleului va trebui să scădem masele electronilor. *Masa electronului* (m_e sau m_0) a fost găsită în experienţele descrise în capitolul 1 cu precizie foarte mare:

$$m_e = (9{,}109534 \pm 0{,}000047)\ 10^{-31}\ kg. \tag{4.9}$$

Ea reprezintă 1/1 837 din 1 u. Corecţia adusă masei atomice pentru obţinerea masei nucleare este mică. În paragraful 4.2 vom arăta cum se fac aceste corecţii.

1.4. CONSTITUENŢII NUCLEULUI ATOMIC. IZOTOPI. IZOBARI

Am arătat în paragraful 1.1 că în compoziţia nucleului intră Z protoni, în număr egal cu al electronilor din atom. Măsurătorile de masă au condus la determinarea *masei protonului* egală cu:

$$m_p = (1{,}007276470 \pm 0{,}000000011)\ u. \tag{4.10}$$

Masa protonului este aşadar aproape egală cu 1 u. Deci, cei Z protoni contribuie la masa nucleului cu Z u. Dar pentru toate nucleele, în afară de hidrogen, s-a găsit că masa nucleului este mai mare decît masa protonilor pe care îi conţine. În plus am văzut că ea este întotdeauna apropiată de un număr întreg de unităţi atomice de masă. Rezultă de aici că în com-

poziția nucleului trebuie să intre și alte particule, neutre din punct de vedere electric, care să compenseze diferența de masă a $(A - Z)$ u.

O asemenea particulă a fost prevăzută de E. Rutherford. El a numit-o *neutron* și i-a atribuit o masă apropiată de masa protonului. Neutronul a fost descoperit, ca particulă, în reacții nucleare în 1932 de către J. Chadwick.

Masa neutronului a fost determinată mai tîrziu cu mare precizie:

$$m_n = (1{,}008665 \pm 0{,}000003)\ \text{u}. \qquad (4.11)$$

Ea este într-adevăr apropiată de 1 u. Deci în compoziția nucleului intră $(A - Z)$ *neutroni*.

În concluzie, *nucleul este format din Z protoni și $(A-Z)$ neutroni. Numărul atomic Z indică sarcina sa, care este pozitivă și egală cu Ze (e este sarcina electrică elementară). Numărul de masă A este egal cu numărul de protoni și de neutroni din nucleu și indică aproximativ masa sa (Au). Constituenții nucleului, neutronii și protonii, se numesc nucleoni.* Pentru caracterizarea unui nucleu se va utiliza o notație simbolică:

$$^{A}_{Z}X, \qquad (4.12)$$

X este simbolul chimic al elementului; A este numărul de masă; Z este numărul atomic. În funcție de valorile pe care le pot lua numărul de masă și numărul atomic, nucleele se clasifică în: *izotopi* și *izobari*.

Izotopii sînt nuclee caracterizate prin același număr atomic Z și numere de masă diferite. Un exemplu îl constituie izotopii hidrogenului $^{1}_{1}H$, $^{2}_{1}H$, $^{3}_{1}H$ (hidrogen, deuteriu și tritiu).

Izobarii sînt nuclee caracterizate prin același număr de masă și avînd numere atomice diferite. Un exemplu îl constituie nucleele: $^{27}_{12}Mg$ și $^{27}_{13}Al$.

Modul simbolic de scriere se extinde și la nucleoni. Deci, simbolic, vom nota: protonul cu $^{1}_{1}p$, neutronul cu $^{1}_{0}n$.

2. STABILITATEA NUCLEELOR ATOMICE

Am arătat în paragraful precedent că nucleul este format din protoni și neutroni și are raza de aproximativ 10^{-14} m. Forțele electrice, care sînt suficiente pentru a explica legarea electronilor în atom, nu pot să explice cum protonii, încărcați pozitiv și neutronii, fără sarcină electrică, pot să formeze sisteme stabile. Legătura protonilor și neutronilor în nucleu trebuie pusă pe seama unui tip nou de forțe, *forțele nucleare*.

Experiențele de împrăștiere a particulelor α pe nuclee au dovedit că *forțele nucleare nu se manifestă decît la distanțe foarte mici* ($\sim 10^{-15}$ m), spre deosebire de forțele electrice care acționează la distanțe mari. În plus, *forțele nucleare trebuie să acționeze între toți nucleonii, indiferent de faptul că*

aceștia sînt sau nu încărcați electric și să fie mult mai intense decît forțele electrice pentru a compensa respingerea reciprocă a protonilor.

Pentru a intra mai adînc în studiul forțelor nucleare este necesar să examinăm *condițiile de stabilitate* ale nucleelor atomice.

2.1. ENERGIA DE LEGĂTURĂ A NUCLEULUI

În studiul fizicii nucleare sîntem obligați să utilizăm noțiuni de teoria relativității restrînse a lui A. Einstein (învățate în clasa a XI-a).

Reamintim că *energia totală* a unui *sistem* izolat* este dată de relația

$$W = mc^2 \qquad (4.13)$$

unde m este masa de mișcare a sistemului iar c este viteza luminii în vid;

$$m = m_0/\sqrt{1 - v^2/c^2},$$

unde m_0 este masa de repaus a sistemului.

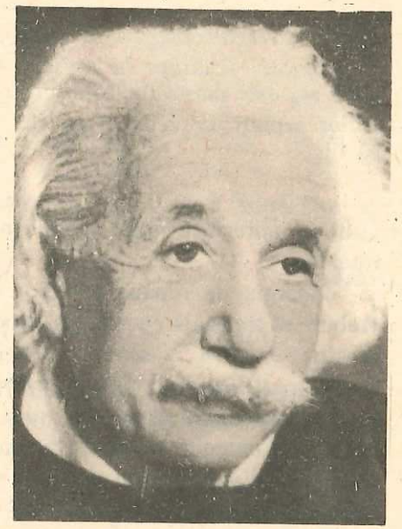
Energia de repaus a sistemului izolat este:

$$W_0 = m_0c^2. \qquad (4.14)$$

Energia cinetică a sistemului izolat este diferența între energia totală și energia de repaus:

$$E = W - W_0 = (m - m_0)\,c^2. \qquad (4.15)$$

Energia totală a unui sistem izolat** exprimată prin relația (4.13) cuprinde și energia potențială datorată forțelor interioare ale sistemului. Deci *variația energiei potențiale interne a sistemului este echivalentă cu o variație a masei sale.* Creșterea masei unui sis-



Einstein, Albert (1879—1955) mare fizician, stabilit în S.U.A., creator al teoriei relativității, profesor la universitățile din Zurich, Praga, Leiden, Berlin și Princeton. Premiul Nobel pentru Fizică (1921).

* Noțiunea de sistem se utilizează aici atît pentru un ansamblu de particule considerat ca un tot unitar, legat (de exemplu, un nucleu), cît și pentru o singură particulă.

** Sistemul izolat este un sistem care nu este supus acțiunii forțelor exterioare (electrice, nucleare, gravitaționale). În realitate un astfel de sistem nu există dar putem considera un sistem ca fiind izolat atunci cînd efectele forțelor exterioare sînt mici în procesul studiat (de exemplu, se pot neglija interacțiunile electrice și gravitaționale în sistemele care interacționează prin forțe nucleare).

tem este proporțională cu creșterea energiei sale, iar descreșterea masei unui sistem, cu descreșterea energiei sale, indiferent de procesul în care are loc variația energiei. Absorbția energiei de către un sistem este echivalentă cu creșterea masei sale, iar eliberarea de energie, cu scăderea masei sale, indiferent ce fel de energie este absorbită sau eliberată.

Să examinăm acum un nucleu izolat. Acesta este format din nucleoni (protoni și neutroni), legați prin forțe nucleare. Nucleul izolat în repaus are energia totală egală cu:

$$W_N = M_N c^2 \tag{4.16}$$

unde M_N este masa de repaus a nucleului.

Neutronii și protonii pot fi separați din nucleu și aduși în starea de nucleoni „izolați". În această situație fiecare nucleon este un sistem cu energia de repaus:

$$W_K = m_K c^2 \tag{4.17}$$

unde m_K este masa nucleonului de tip K (n sau p). Energia totală a nucleonilor izolați în repaus va fi:

$$W_F = Z m_p \cdot c^2 + (A - Z)\, m_n \cdot c^2 \tag{4.18}$$

unde Z reprezintă numărul de protoni și $(A-Z)$ numărul de neutroni din nucleu.

Energia de repaus totală a sistemului de nucleoni considerați izolați trebuie să fie egală cu energia totală de repaus a nucleului plus lucrul mecanic efectuat pentru a separa nucleonii.

Lucrul mecanic efectuat pentru a desface un nucleu izolat în repaus în nucleoni izolați în repaus se numește energie de legătură a nucleului. Ea este egală cu energia transferată mediului înconjurător în procesul formării nucleului din nucleonii constituenți. Calculul energiei de legătură se face ușor cu ajutorul relațiilor (4.16) și (4.18) dacă se cunosc masele nucleului și ale nucleonilor:

$$W_{leg} = Z m_p \cdot c^2 + (A - Z)\, m_n \cdot c^2 - M_N c^2 \tag{4.19}$$

W_{leg} este energia de legătură a nucleului N cu masa M_N.

Pentru ca nucleul să fie *stabil* trebuie ca $W_{leg} > 0$, deci masa nucleului să fie mai mică decît masa particulelor componente considerate izolate. *În reacția de desfacere a unui nucleu în nucleoni* nu se conservă masa în sensul clasic, *se conservă energia totală.* Acesta este unul dintre fenomenele care au permis verificarea directă a corectitudinii teoriei relativității restrînse.

Pentru a calcula energia de legătură a unui nucleu după relația (4.19) trebuie să utilizăm valorile maselor nucleelor (M_N). Se cunosc masele atomice

obținute cu spectrografele de mase și valorile lor sînt date în tabelul 4.1. Masa atomică este diferită de masa nucleară. Ea poate fi scrisă:

$$M_A = M_N + Z \cdot m_e - \frac{1}{c^2} W_{leg}^{el}. \tag{4.20}$$

În această relație M_A este masa atomică, M_N este masa nucleară, $Z \cdot m_e$ este masa celor Z electroni ai atomului și W_{leg}^{el} este energia de legătură totală a electronilor în atom. Energiile de legătură ale electronilor în atomi sînt mici față de energiile de legătură nucleare și se pot neglija. Pentru a ține seama de masele electronilor, se introduce în relația (4.19) în locul masei protonului, masa atomică a hidrogenului. În felul acesta masele a Z electroni se adună și se scad și relația (4.19) devine:

$$W_{leg} = Z \cdot m_H c^2 + (A - Z)\, m_n c^2 - M_A c^2. \tag{4.21}$$

Deoarece calculul energiilor se face de obicei în megaelectronvolți (MeV) este util să cunoaștem echivalentul în energie al unității atomice de masă:

$$1 \text{ u} \cdot c^2 = (931{,}5016 \pm 0{,}0026) \text{ MeV}. \tag{4.22}$$

Exemplu numeric. Să calculăm energia de legătură a nucleului de deuteriu ($^2_1$H):

$$W_{leg} = m_H c^2 + m_n c^2 - m_{^2_1\text{H}} c^2 = \tag{4.23}$$

$$= (1{,}007825 + 1{,}008665 - 2{,}014102) \cdot 931{,}5 = 2{,}22 \text{ MeV}.$$

Masa nucleului final este mai mică decît masa particulelor componente, deci la formarea sa se eliberează o energie de 2,22 MeV prin emisia unui foton γ. Am putea scrie simbolic reacția:

$$^1_1\text{H} + {}^1_0n \rightarrow {}^2_1\text{H} + \gamma. \tag{4.24}$$

Măsurarea directă a energiei fotonului γ ne permite să verificam corectitudinea calculului energiei de legătură efectuat cu ajutorul energiilor totale de repaus.

Am definit prin relația (4.19) energia totală de legătură a unui nucleu pentru procesul de desfacere al acestuia în toate particulele componente. Adesea însă ne interesează *energia de legătură a unei particule în nucleu.* Să examinăm procesul de desfacere a unui nucleu N în două particule „a" și „X".

$$N \rightarrow a + X \ *. \tag{4.25}$$

* a și X pot fi particule ($^1_0n \cdot {}_1p$) sau nuclee ($^2_1$H, $^4_2$He, $^7_3$Li etc.) care intră în constituția nucleului N.

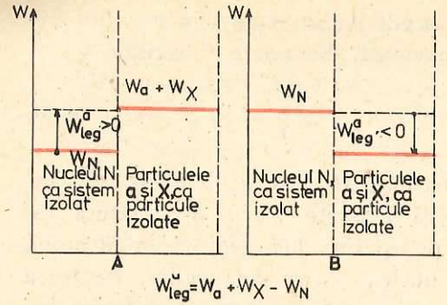


Fig. 4.2. Diagrama energetică în care se ilustrează stabilitatea nucleului N în raport cu particulele a și X; *A)* nucleul stabil — nu se desface spontan în a și X; *B)* nucleul nestabil — se desface spontan în a și X.

Energia de legătură a particulei „a" în nucleul „N" (sau energia de separare) se va calcula din diferența între energiile totale de repaus a nucleului N și ale particulelor a și X

$$W^a_{leg} = (m_a + m_X - m_N)\, c^2. \quad (4.26)$$

Ea este egală și cu energia de legătură a particulei X în nucleul N.

Dacă $W^a_{leg} > 0$ nucleul N este stabil față de desfacerea în particulele a și X și desfacerea poate avea loc numai transferînd nucleului N energie din afară.

Dacă $W^a_{leg} < 0$ nucleul N este nestabil și se desface spontan în particule a și X transferînd energia W^a_{leg} particulelor a și X ca energie cinetică. Putem prezenta situația într-o schiță în scara energiilor totale de repaus, ca în figura 4.2.

2.2. ENERGIA DE LEGĂTURĂ PE NUCLEON. PROCESE DE DEZINTEGRARE. FISIUNE ȘI FUZIUNE

Dacă se examinează nucleele existente în natură, se constată că nu există nuclee cu număr atomic mai mare decît uraniul ($Z = 92$). Elementele transuraniene au fost obținute pe cale artificială și sînt nestabile. De asemenea, mulți izotopi naturali ai elementelor de la sfîrșitul tabelului periodic se dezintegrează emițînd particule α sau electroni β, sau fisionează spontan. Energia de legătură a nucleului dă o indicație asupra intensității forțelor nucleare care țin legați nucleonii în nucleu. Dar, deoarece această energie crește la aducerea fiecărui nucleon în plus în nucleu, ea nu poate explica instabilitatea nucleelor cu număr mare de nucleoni și nici nu ne permite să comparăm stabilitatea a două nuclee. *Energia de legătură pe nucleon* este o mărime mai potrivită pentru studiul stabilității nucleelor.

Definim energia de legătură pe nucleon ca fiind energia de legătură a unui nucleu împărțită la numărul de nucleoni din nucleu:

$$B = \frac{W_{leg}}{A}. \quad (4.27)$$

Figura 4.3 ilustrează variația acestei mărimi în funcție de numărul de masă A, pentru nucleele cunoscute în natură.

O valoare mare a energiei de legătură pe nucleon înseamnă o stabilitate mare a nucleului (un nucleu în care nucleonii sînt puternic legați). Pe

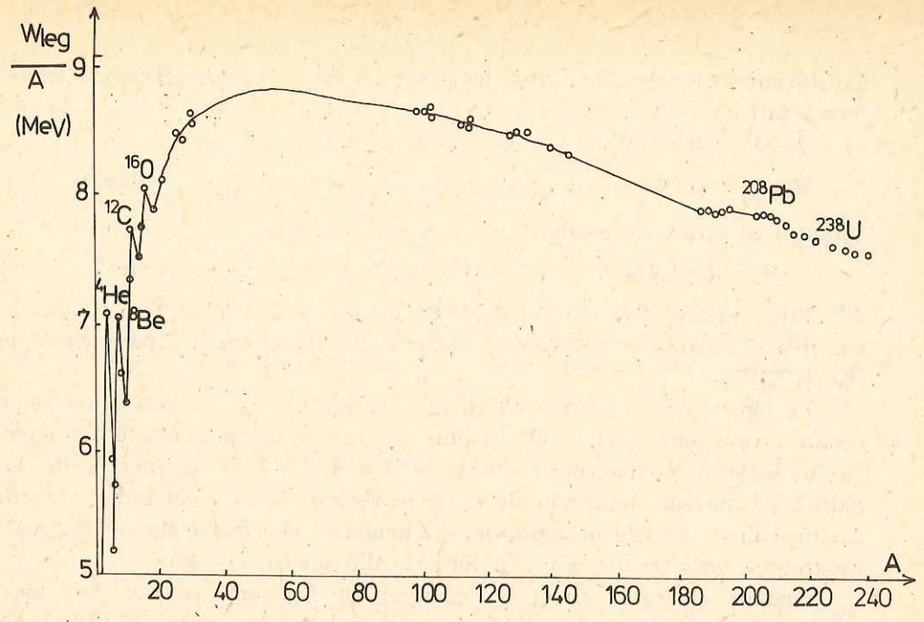


Fig. 4.3. Variația energiei de legătură pe nucleon în funcție de numărul de masă A.

figură se observă că nucleele de masă intermediare, cu A cuprins între 40 și 140, au energia de legătură pe nucleon maximă și în primă aproximație constantă, în jurul valorii de 8,5 MeV. La nucleele grele energia de legătură pe nucleon scade pînă la uraniu, unde ajunge la aproximativ 7,5 MeV.

Dezintegrare α și fisiune spontană. Nucleele grele vor avea tendința de a elimina o parte din nucleoni, transformîndu-se în nuclee cu energie de legătură pe nucleon mai mare, deci mai stabile. Procesele prin care nucleele grele își măresc energia de legătură pe nucleon sînt *dezintegrarea α* și *fisiunea nucleară*. În dezintegrarea α nucleele grele expulzează un nucleu de $^4_2$He: nucleele care emit particule α formează lanțuri de nuclee a căror masă scade cu cîte 4 unități pînă cînd se ajunge la un nucleu stabil de masă mult mai mică. În procesul de fisiune nucleul se rupe în două fragmente și cîțiva neutroni. Fragmentele sînt nuclee de masă intermediară.

În ambele procese se transferă energie cinetică particulelor în stare finală. Aceasta se poate calcula din bilanțul între energiile totale ale nucleelor care se desfac și cele ale nucleelor produse prin dezintegrare sau fisiune.

Exemplu numeric. Să examinăm procesul de dezintegrare α a nucleului de $^{210}_{84}$Po:

$$^{210}_{84}\text{Po} \rightarrow {}^4_2\text{He} + {}^{206}_{82}\text{Pb} \quad (4.28)$$

Cu alte cuvinte nucleul de $^{210}_{84}$Po emite spontan un nucleu de $^{4}_{2}$He și se transformă într-un nucleu de $^{206}_{82}$Pb.

Masele nucleelor respective sînt:

$$M_{^{210}\mathrm{Po}} = 209{,}98287 \text{ u}, \quad M_{^{206}\mathrm{Pb}} = 205{,}97446 \text{ u}, \quad M_{^{4}\mathrm{He}} = 4{,}002604 \text{ u}.$$

Bilanțul energiilor ne conduce la:

$$\Delta W = (205{,}97446 + 4{,}002604 - 209{,}98287) \cdot 931{,}5 = 5{,}4 \text{ MeV}. \quad (4.29)$$

ΔW este negativ, deci nucleul de ^{210}Po nu este stabil în raport cu dezintegrarea α. Energia de 5,4 MeV se împarte ca energie cinetică pe nucleele de $^{4}_{2}$He și $^{206}_{82}$Pb.

Pe figura 4.3 se observă că energia de legătură pe nucleon a nucleelor ușoare crește pînă la $A = 40$. În plus, există variații pronunțate ale energiei de legătură pe nucleon. Nucleele cu $A = 4$, 8, 12, 16 au energia de legătură pe nucleon mare față de nucleele vecine. Acest efect indică faptul că grupările de 4 nucleoni (2 protoni și 2 neutroni) sînt foarte stabile. Nucleele ușoare cele mai stabile par a fi formate din nuclee de $^{4}_{2}$He.

Fuziune nucleară. Creșterea energiei de legătură pe nucleon, cînd se trece de la nuclee ușoare la nuclee mai grele, indică faptul că trebuie să fie posibil un proces de unire a nucleelor ușoare, un proces de *fuziune* în care să se formeze nuclee de masă intermediară. Un asemenea proces nu se observă în mod spontan în condițiile naturale de pe Pămînt din cauza forțelor mari de respingere electrostatică între nucleele încărcate pozitiv.

Procesele de fuziune sînt posibile la temperaturi foarte ridicate și sînt sursa energiei solare. Ele au putut fi reproduse și în bomba cu hidrogen, unde s-a realizat fuziunea nucleelor de deuteriu și tritiu la o temperatură foarte ridicată, obținută într-un proces preliminar de fisiune.

Exemplu numeric. Să examinăm următoarea reacție de fuziune

$$^{2}_{1}\mathrm{H} + ^{3}_{1}\mathrm{H} \rightarrow ^{1}_{0}n + ^{4}_{2}\mathrm{He}. \quad (4.30)$$

Bilanțul energetic ne conduce la

$$\Delta W = (m_{^{4}_{2}\mathrm{He}} + m_{^{1}_{0}n} - m_{^{2}_{1}\mathrm{H}} - m_{^{3}_{1}\mathrm{H}})\, c^2 = (4{,}002604 + 1{,}008665 - 2{,}014102 - 3{,}016049) \cdot 931{,}5 = -17{,}58 \text{ MeV}.$$

Nucleul de $^{4}_{2}$He și neutronul preiau această energie ca energie cinetică.

2.3. FORȚE NUCLEARE. MODELE NUCLEARE

Să completăm cunoștințele noastre asupra forțelor nucleare, schițate la începutul paragrafului 2, pe baza informațiilor obținute din studiul energiei de legătură.

Energia medie de legătură pe nucleon este de aproximativ 8 MeV. Să o comparăm cu energia medie de legătură a unui electron în atom

O relație aproximativă ne dă energia de legătură a tuturor electronilor într-un atom cu număr atomic Z:

$$W_{leg}^{el} = 15{,}73\, Z^{7/3} \text{eV}. \quad (4.31)$$

Deci energia medie de legătură pe electron va fi:

$$B_{el} = \frac{W_{leg}^{el}}{Z} = 15{,}73\, Z^{4/3} \text{eV}. \quad (4.32)$$

Ea este de cîteva zeci de electronvolți pentru atomii de masă medie. Dacă o comparăm cu energia medie pe nucleon în nucleu, vedem că este de 10^5 ori mai mică. *Aceasta ne arată că forțele nucleare sînt mult mai intense (de 10^5 ori) decît forțele electrice care acționează în atom între nucleu și electroni.*

Să examinăm și un alt aspect al comparației între forțele nucleare și forțele electrice.

Energia de legătură pe nucleon $\left(\frac{W_{leg}}{A}\right)$, reprezentată grafic în funcție de numărul de masă (A), este aproximativ constantă pentru nuclee de masă intermediară. La aducerea unui nucleon într-un nucleu, energia de legătură a nucleului crește cu aceeași mărime, oricît de mulți nucleoni ar exista în nucleu. Acest fenomen este legat de faptul că *forțele nucleare acționează pe distanțe foarte scurte* și astfel, fiecare nucleon interacționează numai cu nucleonii cei mai apropiați. Vom spune că *forțele nucleare au caracter de saturație.*

Forțele electrice nu au caracter de saturație deoarece ele acționează pe distanțe mult mai mari. Dacă ne referim din nou la atom, care este un sistem legat prin forțe electrostatice, observăm că aceste forțe țin electronii legați într-un volum cu o rază de 10^4 ori mai mare. În plus, din relația (4.32) se vede că energia de legătură pe electron crește pe măsură ce crește numărul de electroni în atom (Z).

Caracterul de saturație al forțelor nucleare face posibilă compararea materiei nucleare cu starea lichidă în care fiecare moleculă interacționează numai cu moleculele învecinate.

Modelul nuclear „picătură de lichid". Analogia cu picătura de lichid a fost dusă și mai departe și a condus la un model nuclear, denumit *modelul picătură de lichid.* Din cauza caracterului de saturație al forțelor nucleare, volumul nucleului crește cu aceeași cantitate cînd se aduce un nucleon suplimentar în nucleu. Putem spune că volumul nucleului este proporțional cu numărul de nucleoni din nucleu, deci cu numărul de masă A. În picătura nucleară nucleonii de la suprafață sînt atrași spre interiorul picăturii și deci vor exercita o forță de tensiune superficială care va face picătura să ia forma sferică. Volumul nuclear va fi deci volumul unei sfere de rază R proporțional cu numărul de nucleoni, A:

$$V = \frac{4}{3}\pi R^3 = kA, \quad (4.33)$$

unde k este o constantă de proporţionalitate. Din această relaţie se obţine o formulă a razei nucleare (relaţia 4.1).

$$R = R_0 A^{1/3}.$$

Faptul că la acest rezultat s-a ajuns şi în măsurătorile de rază nucleară este un argument pentru valabilitatea modelului de picătură al nucleului. În plus, acest model a permis să se explice mulţumitor fenomenul de fisiune.

Deşi ne ajută să înţelegem o parte din fenomenele nucleare, el nu explică toate proprietăţile nucleului. Un fapt care nu poate fi explicat prin modelul picătură este stabilitatea foarte mare a nucleelor formate din grupări de 2 neutroni şi 2 protoni. Acest fenomen a putut fi explicat în cadrul unui alt model, *modelul păturilor nucleare.*

Modelul păturilor nucleare. După cum se ştie de la structura atomului, electronii ocupă în atom nivele de energie, pe care se pot găsi numai doi electroni cu momentele de spin orientate antiparalel conform principiului de excluziune al lui Pauli. Modelul păturilor consideră că nucleo-

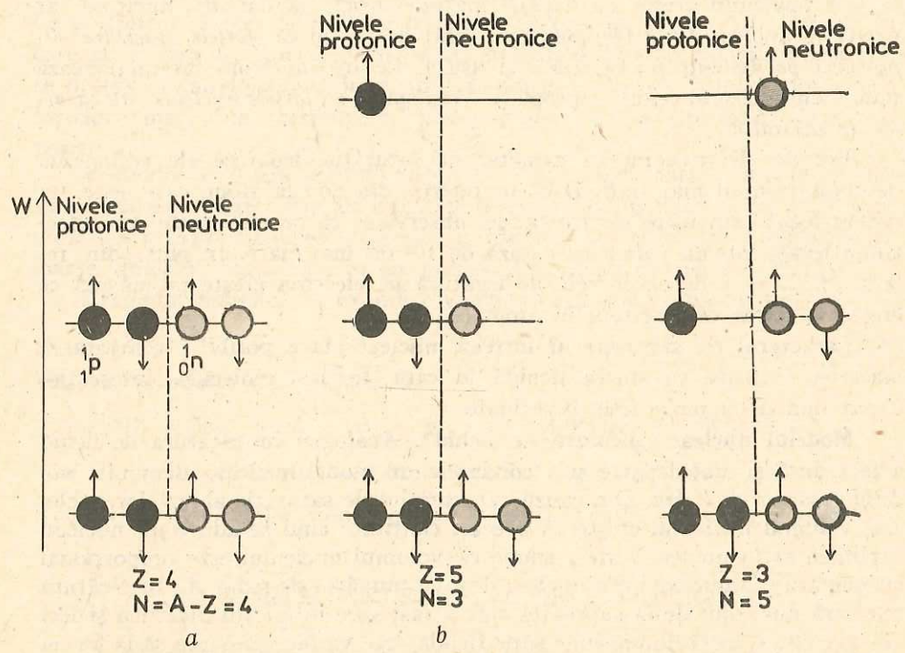


Fig. 4.4. Aşezarea nucleonilor în modelul păturilor nucleare. Nucleul cu $A = 8$ este cel mai stabil în configuraţia *a)* în care păturile sînt ocupate. În configuraţiile *b)* şi *c)* în care există un surplus de protoni sau de neutroni, nucleonul suplimentar se aşază pe o pătură cu energie de legătură mai mică. Protonul a fost reprezentat ca un cerc de culoare închisă iar neutronul ca un cerc haşurat. Săgeata indică orientarea momentului cinetic de spin.

nii ocupă, ca şi electronii, nivele de energie pe care nu pot sta decît cel mult cîte doi nucleoni identici cu momentele de spin orientate antiparalel. Deci, pe o pătură nucleară se pot găsi cel mult doi protoni şi doi neutroni. Urmăriţi figura 4.4.

Dacă într-un nucleu cu pături complete se introduce încă un nucleon acesta nu poate să ocupe un loc pe un nivel deja completat şi ocupă un alt nivel de energie, fiind mai slab legat. Deci, energia de legătură pe nucleon a unui nucleu cu pături incomplete va fi mai mică decît cea a unui nucleu cu pături complete.

După această expunere sumară a proprietăţilor forţelor nucleare şi a două tipuri de modele nucleare, nu trebuie să rămînem cu impresia că putem explica toate proprietăţile nucleelor. Forţele nucleare nu sînt cunoscute suficient de bine pentru a putea scrie o expresie a forţei aşa cum putem face în cazul forţelor electrostatice. De aceea în fizica nucleară se formulează mai multe modele care explică, fiecare, cîteva din proprietăţile nucleare, dar nici unul nu poate să le explice pe toate.

2.4. REACŢII NUCLEARE. LEGI DE CONSERVARE

Reacţia nucleară este acel proces prin care două particule sau sisteme de particule interacţionează prin forţe nucleare şi ansamblul se desface în mai multe particule sau sisteme de particule (nuclee). Particulele sau nucleele din starea finală se numesc *produşi de reacţie.*

Vom scrie simbolic o reacţie nucleară sub forma:

$$a + X \rightarrow Y + b, \tag{4.43}$$

unde a este particula sau nucleul proiectil care este de obicei accelerat pentru a produce reacţia (pentru a învinge forţele de respingere electrostatică), X este nucleul ţintă, de obicei în repaus, Y este nucleul rezidual şi b este particula sau nucleul mai uşor, rezultat din reacţie. Adesea se utilizează şi notaţia prescurtată:

$$X(a, b)\, Y. \tag{4.35}$$

O reacţie nucleară se poate produce numai dacă sînt îndeplinite o serie de condiţii.

Legi de conservare în interacţiunile nucleare. Orice fel de interacţiune este caracterizată prin *legi de conservare.* Prima oară am întîlnit legi de conservare în interacţiunile mecanice în care se conservă energia, impulsul şi momentul cinetic. Apoi, în interacţiunile electrice am văzut că se conservă sarcina electrică. Interacţiunile nucleare se supun şi ele unor legi de conservare. Unele dintre ele sînt *legile generale* cunoscute: *conservarea energiei, impulsului, momentului cinetic şi a sarcinii electrice.* Alte legi sînt speciale: *conservarea numărului de nucleoni* sau *a parităţii.*

Legile de conservare care caracterizează o reacție nucleară dau informații indirecte asupra forțelor nucleare. Ele sînt cu atît mai importante în fizica nucleară, cu cît, după cum am arătat, nu putem, pînă în prezent, descrie complet aceste forțe printr-o expresie matematică din care să decurgă toate celelalte proprietăți.

Să vedem cum se manifestă legile de conservare în reacțiile nucleare:

a) *Legea conservării energiei*

Am văzut în paragraful 2.1 că în reacția de desfacere a unui nucleu în nucleoni, se conservă numai energia totală. Pentru studiul energiei de legătură ne interesau numai sistemele nucleare în repaus și izolate. În reacții, particulele nucleare au și energie cinetică. Energia sistemelor va fi deci energia totală relativistă. Ea este mărimea care se conservă în orice reacție nucleară.

$$W = mc^2 = m_0c^2 + E_c \tag{4.36}$$

unde E_c este energia cinetică a sistemului.

Să scriem legea conservării energiei totale relativiste pentru reacția (4.34):

$$W_a + W_X = W_Y + W_b \tag{4.37}$$

și să o exprimăm în funcție de masele de repaus și energiile cinetice ale particulelor:

$$m_ac^2 + E_c^a + m_Xc^2 + E_c^X = m_Yc^2 + E_c^Y + m_bc^2 + E_c^b. \tag{4.38}$$

Diferența dintre energia de repaus a particulelor în stare inițială și finală o vom nota Q și o numim *energie de reacție:*

$$Q = (m_a + m_X - m_b - m_Y)\,c^2. \tag{3.39}$$

Din relația (4.38) se vede că ea poate fi exprimată și în funcție de energiile cinetice ale particulelor

$$\begin{aligned} E_c^a + E_c^X + Q &= E_c^b + E_c^Y \\ Q &= E_c^b + E_c^Y - E_c^a - E_c^X. \end{aligned} \tag{4.40}$$

Dacă $Q > 0$ reacția se numește *exoenergetică*. Dacă $Q < 0$ reacția se numește *endoenergetică*.

Într-o reacție exoenergetică, energia cinetică a particulelor în starea finală este mai mare decît energia cinetică a particulelor în starea inițială.

În reacțiile endoenergetice este necesară o energie cinetică minimă a particulelor în starea inițială pentru a produce reacția. Energia cinetică minimă a particulelor inițiale este egală cu căldura de reacție Q și se numește energie de prag. Energia cinetică a particulelor în starea finală, în acest caz, este zero:

$$\begin{aligned} E_c^a + E_c^X &= |Q| = E_{prag}, \\ (E_c^b + E_c^Y)_{prag} &= 0. \end{aligned} \tag{4.41}$$

Singurul sistem de referință în care pot fi îndeplinite aceste condiții este *sistemul centrului de masă*. Sistemul centrului de masă (*SCM*) este sistemul de referință în care impulsul total al particulelor este nul, adică:

$$\begin{aligned} \vec{p}_a &= -\vec{p}_X, \\ \vec{p}_b &= -\vec{p}_Y. \end{aligned} \tag{4.42}$$

Pentru o reacție care are loc „la prag":

$$\vec{p}_b = 0; \quad \vec{p}_Y = 0. \tag{4.43}$$

În orice alt sistem de referință energia cinetică a particulelor în starea inițială trebuie să fie mai mare decît E_{prag}, deoarece o parte se cheltuiește pentru mișcarea sistemului de particule în ansamblu (figura 4.5).

De obicei, o reacție nucleară se realizează experimental trimițînd particule „a" accelerate pe o țintă fixă care conține nuclee „X" în repaus. Sistemul de referință legat de ținta fixă se mai numește sistemul laboratorului. Se poate calcula care trebuie să fie energia cinetică (minimă) a particulei proiectil, „a", în sistemul laboratorului (*SL*) suficientă pentru a produce o reacție nucleară la prag. Vom nota această energie cu E_a^L

$$E_a^L = \frac{m_a + m_X}{m_X}\,|Q|. \tag{4.44}$$

E_a^L este mai mare decît căldura de reacție $|Q|$ (este egală cu $|Q|$ numai în cazul în care particula proiectil are masa de repaus $m_a = 0$).

Exemplu numeric. Să examinăm reacția:

$$^{14}_{7}\mathrm{N} + {}^{4}_{2}\mathrm{He} \rightarrow {}^{17}_{8}\mathrm{O} + {}^{1}_{1}\mathrm{H} \tag{4.45}$$

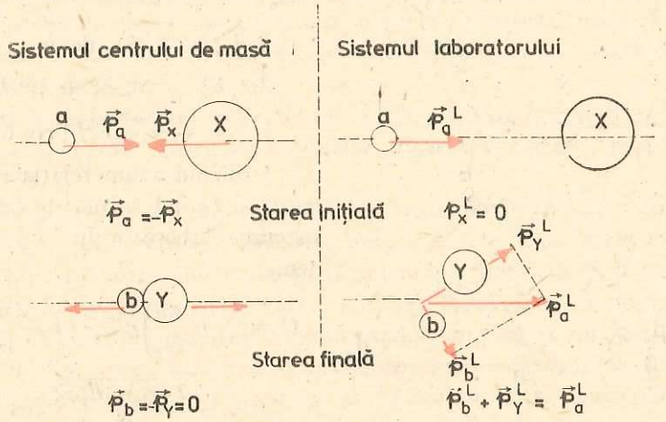


Fig. 4.5. Ciocnirea între particulele a și X în sistemul centrului de masă și în sistemul laboratorului.

Utilizînd masele nucleelor care sînt date în tabel obținem valoarea energiei de reacție:

$$Q = (m_N + m_{He} - m_O - m_H)\, c^2 \qquad (4.46)$$

$$Q = (14{,}003074 + 4{,}002604 - 16{,}999133 - 1{,}007825) \cdot 931{,}5 = -1{,}19 \text{ MeV}.$$

Deoarece $Q < 0$, reacția este endoenergetică. Energia cinetică minimă pe care trebuie să o aibă particula α pentru a provoca reacția este dată de relația (4.44):

$$E_a^L = \frac{4 + 14}{14} \cdot 1{,}19 = 1{,}53 \text{ MeV}. \qquad (4.47)$$

b) *Legea conservării impulsului*

Impulsul total al particulelor înainte de reacție este egal cu impulsul particulelor după reacție. Impulsul total este suma vectorială a impulsurilor particulelor. Condiția de conservare a impulsului este indicată în figura 4.6.

Legea conservării impulsului ne ajută să găsim o relație între energia de reacție, Q, și caracteristicile particulei b rezultate din reacție (energie cinetică și unghi) care se măsoară cel mai ușor într-o reacție nucleară. Din figura 4.6 se vede că:

$$p_Y^2 = p_a^2 + p_b^2 - 2p_a p_b \cos\theta. \qquad (4.48)$$

În reacțiile nucleare, energiile cinetice fiind mici în raport cu energiile de repaus putem scrie energiile cinetice în aproximația nerelativistă. Prin urmare:

$$E_c^Y = \frac{p_Y^2}{2m_Y}; \quad E_c^a = \frac{p_a^2}{2m_a}; \quad E_c^b = \frac{p_b^2}{2m_b}. \qquad (4.49)$$

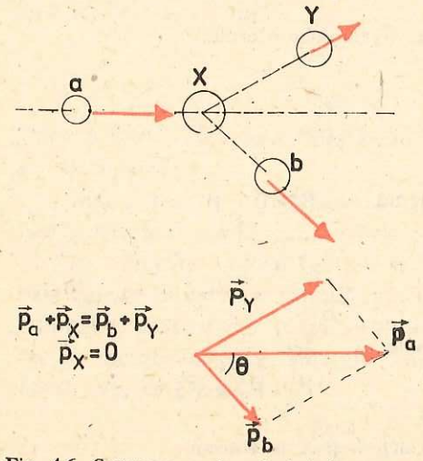


Fig. 4.6. Conservarea impulsului în reacția nucleară: $a + X \to b + Y$.

Relația (4.48), devine:

$$2m_Y E_c^Y = 2m_a E_c^a + 2m_b E_c^b - 4\sqrt{m_a m_b E_c^a E_c^b}\cos\theta. \qquad (4.50)$$

Utilizînd acum relația (4.40) pentru Q și ținînd seama de faptul că în sistemul laboratorului $E_c^X = 0$, obținem:

$$Q = \left(1 + \frac{m_b}{m_Y}\right) E_c^b - \left(1 - \frac{m_a}{m_Y}\right) E_c^a - \frac{2\sqrt{m_a m_b E_c^a E_c^b}}{m_Y}\cos\theta. \qquad (4.51)$$

Relația (4.51) ne dă o altă metodă de măsură a energiei de reacție.

c) *Legea conservării sarcinii electrice*

Suma sarcinilor electrice ale particulelor înainte de reacție este egală cu suma sarcinilor electrice ale particulelor după reacție.

Să scriem particulele nucleare cu notația simbolică ${}^{A}_{Z}N$

$${}^{A_a}_{Z_a}a + {}^{A_X}_{Z_X}X \to {}^{A_Y}_{Z_Y}Y + {}^{A_b}_{Z_b}b. \qquad (4.52)$$

Sarcina fiecărui nucleu sau particulă este dată de numărul atomic Z. Prin urmare, legea conservării sarcinii revine, în cazul reacției (4.52), la:

$$Z_a + Z_X = Z_Y + Z_b. \qquad (4.53)$$

d) *Legea conservării numărului de nucleoni*

Numărul de nucleoni înainte de reacție este egal cu numărul de nucleoni după reacție. În reacția (4.52) numărul de nucleoni este exprimat prin numărul de masă A. Legea conservării numărului de nucleoni se va scrie:

$$A_a + A_X = A_Y + A_b. \qquad (4.54)$$

Relațiile (4.53) și (4.54) ne ajută să verificăm scrierea corectă a unei reacții nucleare.

2.5. TIPURI DE REACȚII NUCLEARE. FISIUNEA STIMULATĂ. REACTORUL NUCLEAR

O clasificare corectă a reacțiilor nucleare nu se poate face decît dacă se cunoaște mecanismul de interacțiune. Aici apar aceleași dificultăți ca și în cazul modelelor nucleare; se utilizează modele de interacțiune al căror domeniu de valabilitate este limitat deoarece matematic, nu se poate descrie complet interacțiunea.

Unul dintre modelele de reacție cel mai mult utilizate în reacții nucleare la energii mici (sub 20 MeV) este *modelul nucleului compus* propus de Bohr în 1935.

Modelul nucleului compus pornește de la următoarele trăsături caracteristice modului de interacțiune prin forțe nucleare: din cauza razei mici de acțiune a forțelor nucleare, particula incidentă interacționează cu particulele nucleare numai la distanțe foarte scurte. În interacțiunea cu un număr mic de nucleoni ea își transferă o mare parte din energia cinetică și nu mai poate părăsi nucleul din cauza atracției celorlalți nucleoni. Se formează astfel un „nucleu compus" în care energia se transferă între nucleoni prin ciocniri.

Sistemul are „viață lungă" (aproximativ 10^{-16} s) față de **timpul de interacțiune nuclear** (timpul necesar particulei pentru a străbate nucleul

de aproximativ 10^{-22}s) deoarece este necesar un număr mare de ciocniri pînă cînd unui nucleon sau unui sistem de nucleoni să i se transfere suficientă energie cinetică ca să poată părăsi nucleul.

Procesul de desfacere a nucleului compus poate avea loc pe mai multe căi, dacă aceste căi sînt permise de legile de conservare în reacție.

Să examinăm exemplul din figura 4.7. O particulă α ($^4_2$He) interacționează cu un nucleu de bor ($^{10}_5B$). Particula α își transferă energia cinetică nucleului și este captată într-un nucleu compus excitat de azot ($^{14}_7$N*). În procesul de redistribuire a energiei prin ciocniri, în nucleul compus, se poate ca acest sistem să expulzeze fie un deuteron ($^2_1$H), (canalul *a*), fie un proton, $^1_1$H, (canalul *b*), fie o particulă α, $^4_2$He, (canalul *c*), fie un foton γ, (canalul *d*), toate aceste procese fiind permise de legile de conservare. Fiecare din aceste reacții are o anumită probabilitate de realizare.

Dintre acestea atragem atenția asupra canalului *c* care reprezintă o reacție elastică. În reacția elastică energia cinetică a particulelor se conservă și particulele rămîn în starea fundamentală. În reacția *d* nucleul compus se dezexcită prin emisia unui foton γ.

Există reacții care pot fi produse de fotoni ca particule incidente. Aceste reacții se numesc *fotonucleare*. Un caz de interes deosebit între reacțiile nucleare îl joacă reacțiile în care unul dintre nucleele finale rămîne într-o

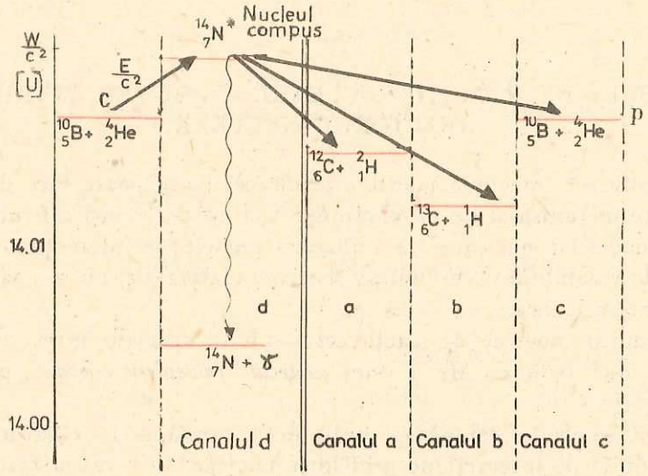


Fig. 4.7. Schema energetică pentru formarea și desfacerea nucleului compus pe diferite canale de reacție

(*a*) $^{10}_5B + ^4_2He \rightarrow ^{14}_7N^* \rightarrow ^{12}_6C + ^2_1H$

(*b*) $\rightarrow ^{13}_6C + ^1_1H$

(*c*) $\rightarrow ^{10}_5B + ^4_2He$

(*d*) $\rightarrow ^{14}_7N + \gamma$

stare excitată, suferind o nouă transformare nucleară. Un asemenea caz este ilustrat în figura 4.8.

Reacțiile nucleare se clasifică de obicei după tipul particulei incidente (încărcată electric, neutră, foton...), după energia acesteia și după numărul de masă al nucleului ciocnit. Cîteva dintre reacțiile nucleare de interes practic vor fi amintite în cursul acestui manual.

Să ne oprim acum asupra reacției de fisiune stimulate și a utilizării ei în reactorul nuclear.

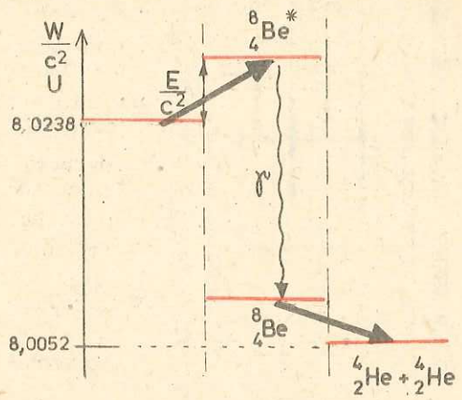


Fig. 4.8. Schema energetică a reacției nucleare:

$$^7_3Li + ^1_1H \rightarrow ^8_4Be^* \rightarrow ^8_4Be + \gamma$$
$$\downarrow$$
$$^4_2He + ^4_2He$$

Fisiunea stimulată. Fisiunea nucleară stimulată a fost descoperită în 1939 de O. Hahn și F. Strassman. Fenomenul constă în următoarele: la captura unui neutron lent, un nucleu de $^{235}_{92}$U se rupe în două nuclee de masă intermediară (de exemplu $^{144}_{56}$Ba și $^{89}_{36}$Kr) și doi sau trei neutroni rapizi. Reacția se poate scrie:

$$^1_0n + ^{235}_{92}U \rightarrow ^{236}_{92}U^* \rightarrow ^{144}_{56}Ba + ^{89}_{36}Kr + 3\,^1_0n.$$

Nucleele de $^{144}_{56}$Ba și $^{89}_{36}$Kr au un surplus de neutroni față de configurația cea mai stabilă și din această cauză sînt nestabili, transformîndu-se prin dezintegrări succesive.

Energia de reacție a acestui proces exoenergetic este de aproximativ 200 MeV din care cea mai mare parte este preluată ca energie cinetică de către fragmentele de fisiune.

Datorită energiei de reacție considerabile, reacția de fisiune stimulată prezintă o mare importanță energetică. Condiția care se impune, însă, este ca un asemenea proces să se autoîntrețină; ea poate fi îndeplinită, dacă se utilizează neutronii rezultați din procesul de fisiune ca inițiatorii unui nou proces de fisiune. O astfel de reacție se numește *reacție în lanț*.

Reacția în lanț. Prima condiție pentru utilizarea neutronilor într-un nou proces de fisiune este încetinirea lor, deoarece probabilitatea de captură a neutronilor de către nucleele de $^{235}_{92}$U este cu atît mai mare cu cît viteza lor e mai mică. Pentru încetinirea neutronilor se utilizează un mediu *moderator* format din nuclee ușoare care preiau prin ciocniri o mare parte din energia cinetică a neutronilor. Ca moderatori se utilizează apa, apa grea, grafitul sau beriliul care au atomi cu masă atomică mică.

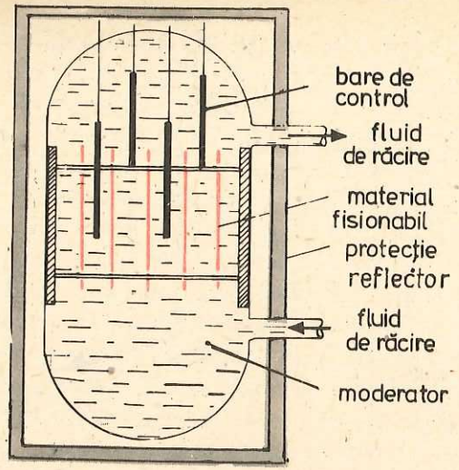


Fig. 4.9. Schema de principiu a unui reactor nuclear. Fluidul de răcire joacă și rol de moderator.

O altă condiție pentru a se putea continua reacția în lanț este ca neutronii să nu se piardă prin alte procese care nu conduc la fisiune. Cel mai important proces de captură fără fisiune este reacția:

$$_0^1n + {}^{238}_{92}U \rightarrow {}^{239}_{92}U + \gamma \quad (4.56)$$

mai ales că $^{238}_{92}U$ este component majoritar în reactoarele cu uraniu natural.

Neutronii pot fi captați și de alte nuclee, în particular de nucleele moderatorului. Datorită proceselor care conduc la pierderea neutronilor, întreținerea reacției în lanț se poate face numai dacă masa combustibilului de uraniu fisionabil este suficient de mare. Cantitatea de material fisionabil la care reacția de fisiune se întreține, se numește *masă critică*. Dacă această cantitate este mai mare decît masa critică, numărul de neutroni se multiplică rapid deci se multiplică și procesele de fisiune, putînd să ducă la explozie. Dacă masa de material fisionabil este mai mică decît masa critică, neutronii se pierd în procese de absorbție sau ies în afară și reacția în lanț se întrerupe.

Fermi, Enrico (1901—1954) fizician italian stabilit în S.U.A., profesor la universitățile din Roma și Columbia, Premiul Nobel pentru Fizică (1938).

Reactorul nuclear este un sistem controlat în care se produc procese de fisiune stimulată care conduc la ridicarea temperaturii unui agent termic. Prin răcirea agentului termic se poate transfera căldură sau obține lucru mecanic, în acord cu principiile termodinamicii.

Schema de principiu a unui reactor nuclear este dată în figura 4.9.

Principalele sale componente sînt:

1) *Materialul fisionabil* care este uraniu natural îmbogățit în izotopul $^{235}_{92}U$ pentru a mări probabilitatea proceselor de fisiune sau alte nuclee ușor fisionabile. Acest material fisionabil este aranjat sub formă de rețea de blocuri sau bare așezate în masa de moderator. Această aranjare micșorează absorbția neutronilor de către nucleele de $^{238}_{92}U$ și ușurează transferul căldurii.

2) *Moderatorul* care este format din apă, apă grea sau grafit.

3) *Fluidul de răcire*. Produșii de fisiune au o energie cinetică mare pe care o transferă prin ciocniri atomilor mediului. Zona activă se încălzește foarte mult și trebuie răcită, proces ce se realizează prin circulația fluidului de răcire.

4) *Bare de control*. Acestea conțin nuclee care absorb cu probabilitate mare neutronii (bor, cadmiu). Barele pot fi introduse mai mult sau mai puțin în zona activă pentru a opri sau intensifica reacția în lanț.

5) *Reflectorul*. Pentru a micșora numărul de neutroni care ies în afara zonei active, se utilizează un strat de material care împrăștie puternic neutronii, readucîndu-i în procesul de fisiune (beriliu).

6) *Protecția*. Pentru a atenua scăpările de radiație γ din miezul reactorului acesta este înconjurat cu un strat gros de beton.

Reactorul nuclear este utilizat în mai multe scopuri:

a) Produce neutroni care se utilizează în studiul proprietăților nucleare sau în obținerea de izotopi radioactivi artificiali pentru aplicații practice.

b) Produce energie ce se utilizează în centralele nucleare-electrice.

c) Produce materiale fisionabile care nu se găsesc în natură. Dintre toate nucleele care fisionează cu neutroni de energie mică, numai $^{235}_{92}U$ se găsește în natură. Izotopii de $^{233}_{92}U$ și $^{239}_{94}Pu$ se obțin din reacții care au loc în reactorul nuclear.

3. RADIAȚII NUCLEARE

Radiațiile nucleare sînt formate din particule nucleare în mișcare. *Particulele nucleare* sînt fie particule elementare (^1_1p, ^1_0n, e^-, e^+, γ) fie nuclee (^2_1H, ^4_2He) emise de nucleele nestabile.

Radiațiile nucleare se obțin prin accelerarea particulelor nucleare, prin reacții nucleare sau prin dezintegrarea nucleelor radioactive.

În paragraful procedent am studiat reacțiile nucleare. Ne vom ocupa în continuare de fenomenul de radioactivitate.

3.1. RADIOACTIVITATEA NATURALĂ ȘI ARTIFICIALĂ. LEGILE DEZINTEGRĂRII RADIOACTIVE

În paragraful 2.1 am arătat că un nucleu N poate fi stabil în raport cu emisia unei particule, a, dacă energia de legătură $W^a_{leg} > 0$ și nestabil dacă $W^a_{leg} < 0$ (vezi relația 4.19 și figura 4.2).

Dezintegrarea α. Să examinăm acum cazul dezintegrărilor cu emisie de particule α.

Particula α este un nucleu de heliu. Deci, cu notația utilizată în paragraful 2.4, a este o particulă α. Am arătat în paragraful 2.4 că asupra particulelor nucleare „a" și „X" acționează două feluri de forțe: forțele electrostatice de respingere și forțele de atracție nucleară. Figura 4.10 ilustrează în diagrama energetică această situație.

Cînd particula a se apropie de nucleul X, energia potențială în cîmpul forțelor electrostatice de respingere crește. Dacă particula ajunge la distanța R la care încep să acționeze forțele de atracție nucleare, energia potențială în cîmpul forțelor nucleare de atracție este negativă și mult mai mare decît cea electrostatică; se poate spune că formează *„o groapă" de potențial*. Forțele de respingere electrostatice creează la limita razei de acțiune a forțelor nucleare *„o barieră"* de energie potențială pozitivă care împiedică intrarea particulei a în nucleul X (dacă particula a are sarcină electrică pozitivă). Înălțimea maximă a acestei bariere este dată de energia potențială electrostatică la distanța $r = R$ (fig. 4.10, a).

$$C = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0} \cdot \frac{Z_a Z_X e^2}{R} \tag{4.57}$$

unde $R = R_a + R_X$ este suma razelor celor două particule.

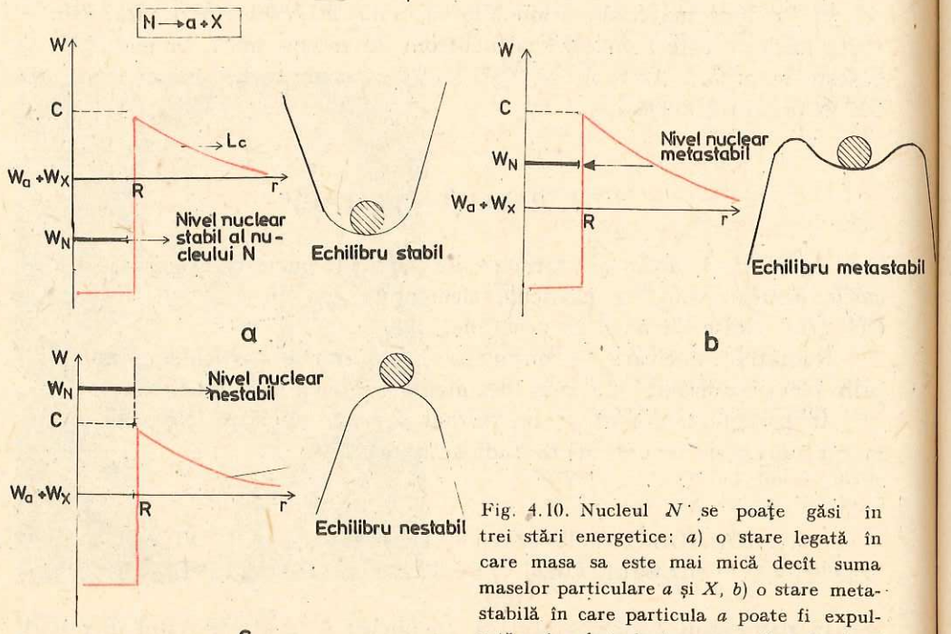


Fig. 4.10. Nucleul N se poate găsi în trei stări energetice: a) o stare legată în care masa sa este mai mică decît suma maselor particulare a și X, b) o stare metastabilă în care particula a poate fi expulzată prin efect de transparență a barierei electrostatice, c) o stare nestabilă în care nucleul N se desface în particulele a și X.

În *groapa de potențial*, nucleul poate să ocupe o serie de nivele energetice. Să examinăm pe figura 4.10 trei situații posibile. Particulele a și X formează un nucleu N a cărui stare energetică o indicăm pe figură ca nivel nuclear. În cazul a) nivelul nuclear al nucleului N este *stabil* deoarece energia de legătură $W^a_{leg} > 0$. Situația este analoagă cu cazul unei bile în stare de echilibru într-o groapă cu pereți înalți. În cazurile b) și c) energia totală a nucleului este mai mare decît a particulelor în stare liberă. În cazul b) respingerea electrostatică lucrează și din interior ca o barieră care împiedică desfacerea nucleului în particulele a și X. Cazul este asemănător echilibrului metastabil al bilei, starea nucleară se numește *metastabilă*. În cazul c) starea nucleului este *nestabilă* și poate fi asemănată cu starea de echilibru nestabil al bilei. În cazul c) nucleul N se desface în particulele a și X; o asemenea situație se creează în reacțiile nucleare cînd N este nucleul compus într-o stare excitată a cărei energie este mai mare decît înălțimea barierei electrostatice de potențial.

În paragraful 2.2. am arătat că nucleele grele sînt nestabile în raport cu dezintegrarea α, adică:

$$W_N > W_\alpha + W_X. \tag{4.58}$$

Pe de altă parte, nucleele grele au o barieră de potențial foarte înaltă deoarece numărul lor atomic este mare.

Exemplu numeric. Să calculăm înălțimea barierei electrostatice pentru cazul dezintegrării α a poloniului:

$$^{210}_{84}\mathrm{Po} \rightarrow {}^{4}_{2}\mathrm{He} + {}^{206}_{82}\mathrm{Pb}$$

$$C = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0} \cdot \frac{Z_1 \cdot Z_2 \cdot e^2}{R} \quad Z_1 = 2; \quad Z_2 = 82;$$

$$R = R_1 + R_2 = 1{,}45(4^{1/3} + 206^{1/3}) \times 10^{-15}\ \mathrm{m}$$

deci:

$$C = 9 \cdot 10^9 \cdot \frac{2 \cdot 82 \cdot (1{,}6 \cdot 10^{-19})^2}{1{,}45(4^{1/3} + 206^{1/3}) 10^{-15}} = 347{,}5 \cdot 10^{-14}\ \mathrm{J} = 21{,}7\ \mathrm{MeV}. \tag{4.59}$$

Diferența de energie:

$$W^a_{leg} = W_a + W_X - W_N = -5{,}4\ \mathrm{MeV}$$

a fost calculată în relația (4.29). Deci energia nivelului este mult mai mică decît înălțimea barierei de potențial. Acest nucleu se găsește în situația b din figura 4.10.

Nucleele grele se găsesc, din cauza înălțimii mari a barierei de potențial, în stări metastabile. Din punctul de vedere al fizicii clasice, nucleul nu s-ar putea dezintegra decît dacă particulei α i se transferă o energie suficientă pentru a trece peste bariera de potențial. În realitate, însă, se observă că nucleele grele se dezintegrează α în mod spontan, fără transfer de ener-

gie din afară. Fenomenul acesta nu poate fi explicat decît de către mecanica cuantică unde se arată că bariera de potențial poate fi străbătută printr-un *efect de transparență* numit și *efect tunel*. Se definește *o probabilitate de dezintegrare* care este cu atît mai mare cu cît energia nivelului metastabil este mai ridicată și cu cît bariera de potențial are înălțime mai mică. *Deci nivelul metastabil are un timp de viață limitat.* Timpul de viață mediu al nucleului metastabil este cu atît mai lung cu cît probabilitatea de dezintegrare este mai mică.

Legea dezintegrării radioactive

În capitolul 2 am arătat că orice sistem cuantic care se găsește într-o stare excitată se dezexcită cu o anumită probabilitate de tranziție. Legea caracteristică procesului de tranziție cuantică este o lege exponențială de forma (2.55):

$$N(t) = N_0 \, e^{-t/\tau}, \tag{4.60}$$

unde $N(t)$ este numărul de sisteme în stare excitată la momentul t, N_0 numărul de sisteme în stare excitată la momentul inițial ($t = 0$) iar τ este viața medie a sistemului, $\tau = \frac{1}{P}$ este inversul probabilității de tranziție în unitatea de timp.

Această lege care descrie comportarea unui ansamblu de nuclee se aplică și fenomenului de dezintegrare radioactivă. Nucleele radioactive sînt sisteme în stare metastabilă, caracterizate printr-o probabilitate de dezintegrare. Dezintegrarea radioactivă este o tranziție cuantică.

Probabilitatea de dezintegrare în unitatea de timp se numește constantă radioactivă și se notează cu λ. Constanta de dezintegrare este independentă de timp și este specifică tipului de nuclee care se dezintegrează. Relația (4.60) se scrie în funcție de λ:

$$N(t) = N_0 e^{-\lambda t}. \tag{4.61}$$

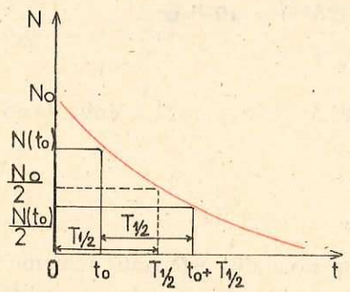


Fig. 4.11. Variația în timp a numărului de nuclee radioactive (în stare metastabilă). Timpul necesar pentru ca numărul de nuclee radioactive să scadă la jumătate este același, indiferent de momentul inițial.

Relația (4.61) exprimă legea generală a dezintegrării radioactive. Pentru a înțelege mai bine semnificația acestei legi, vom reprezenta grafic în figura 4.11 variația în funcție de timp a numărului N de nuclee rămase nedezintegrate după un timp t. Această lege nu ne spune ce timp de viață are fiecare nucleu în parte. Un nucleu poate sta în stare metastabilă un timp foarte scurt, după cum poate sta și un timp lung. Pentru un număr mare de nuclee în stare metastabilă se definește o mărime caracteristică timpului de viață mediu al colectivului statistic. Această mărime este *timpul de înjumătățire* notat cu $T_{1/2}$.

El reprezintă timpul după care se dezintegrează jumătate din numărul N_0 de nuclee în stare metastabilă. Din relația (4.61) putem obține o legătură între această mărime și constanta de dezintegrare

$$\frac{N_0}{2} = N_0 \, e^{-\lambda T_{\frac{1}{2}}} \tag{4.62}$$

de unde:

$$T_{\frac{1}{2}} = \frac{\ln 2}{\lambda}. \tag{4.63}$$

Din figura (4.11) se vede că putem alege orice moment de timp ca moment inițial (t_0) și timpul necesar pentru înjumătățirea numărului de nuclee existent la acest moment, $N(t_0)$, este același.

Dezintegrarea β. Am discutat pînă acum emisia spontană de particule α. Dar, s-a observat că sînt nuclee care emit spontan electroni. Radiația electronică a fost numită *radiație* β, iar pentru că era formată din electroni negativi, radiația β^-. Emisia de electroni din nucleu ridică două probleme:

a) Sînt acești electroni identici cu electronii atomici?

b) Intră electronii în structura nucleului?

Calea pe care s-au dat răspunsuri la aceste întrebări e prea lungă pentru a fi descrisă aici. Concluziile sînt următoarele: electronii emiși de nucleu sînt identici cu electronii atomici. Electronii nu intră în constituția nucleului, ci apar într-un proces de transformare, numit dezintegrare β a nucleului. Putem scrie acest proces de transformare în forma pe care am utilizat-o în studiul reacțiilor nucleare:

$$^{A}_{Z}N \rightarrow {}^{A}_{Z+1}M + e^-. \tag{4.64}$$

Pentru conservarea sarcinii, nucleul M derivat trebuie să aibă un proton în plus. În ceea ce privește conservarea numărului de nucleoni, numărul de masă al nucleelor N și M este același, adică aceste nuclee se numesc izobari. În această transformare trebuie să se conserve energia și impulsul. Pentru conservarea impulsului la dezintegrarea nucleului N în repaus, electronul și nucleul de recul M trebuie să aibă impulsuri egale și opuse. Pentru conservarea energiei, electronii trebuie să aibă în toate cazurile de dezintegrare ale aceluiași tip de nuclee, o singură valoare a energiei cinetice*. Aparent aceste două legi nu sînt îndeplinite în dezintegrarea β. Experiența

---

* Pentru a ne convinge de aceasta să scriem legile de conservare ale impulsului și energiei pentru reacția (4.64):

$p_e = p_M = p$; $E_c^e + E_c^M = Q$; Q este energia de reacție; $\frac{p^2}{2m_e} + \frac{p^2}{2m_M} = Q$.

Se vede că pentru o valoare dată a energiei de reacție Q, p are o valoare fixă; la fel și energia electronului este fixă.

arată că energia electronilor poate lua orice valoare între zero și o valoare maximă. Soluția acestei probleme a fost dată de W. Pauli care a făcut ipoteza că în reacția (4.64) mai apare o particulă, un „hoț" de energie. Reacția trebuie scrisă:

$$ {}^{A}_{Z}N \rightarrow {}_{Z+1}{}^{A}M + e^{-} + \tilde{\nu}. \qquad (4.65) $$

Ipoteza s-a dovedit adevărată. *Particula* ν *este denumită neutrino. Este neutră din punct de vedere electric și are masa de repaus apropiată de zero* (în limitele erorilor de măsură); $\tilde{\nu}$ este antiparticula sa și apare în această reacție din cauza unor legi de conservare ce vor fi tratate în paragraful 4.3.

În reacția (4.65) se poate scrie legea conservării energiei totale relativiste:

$$ W_N = W_M + W_{e^-} + W_{\tilde{\nu}}. \qquad (4.66) $$

$$ W_M = m_M c^2 + E_M; \quad W_N = m_N c^2; \quad W_{e^-} = m_e c^2 + E_e; \quad W_\nu = E_{\tilde{\nu}} $$

unde $E_{\tilde{\nu}}$ este energia de mișcare a neutrinului.

Relația (4.66) se rescrie:

$$ m_N c^2 = m_M c^2 + m_e c^2 + E_e + E_{\tilde{\nu}} + E_M. \qquad (4.67) $$

Dezintegrarea are loc dacă:

$$ m_N c^2 > m_M c^2 + m_e c^2. \qquad (4.68) $$

Atenție: aici masele m_N și m_M sînt masele nucleare. Dacă se utilizează masele atomice trebuie să se scadă masele electronilor!

Acest proces de transformare are loc la nucleele care au un surplus de neutroni față de protoni; prin transformarea unui neutron într-un proton, nucleul tinde către o energie de legătură pe nucleon mai mare.

S-a observat și procesul de *emisie de pozitroni din nucleu (dezintegrare* β^+). Acesta corespunde procesului de transformare a protonilor în neutroni ce are loc în nucleu, pentru a se atinge o configurație mai stabilă. Reacția se poate scrie:

$$ {}^{A}_{Z}N \rightarrow {}_{Z-1}{}^{A}M + e^{+} + \nu. \qquad (4.69) $$

Aceeași transformare nucleară se poate obține și dacă nucleul captează un electron de pe orbitele atomice:

$$ {}^{A}_{Z}N + e^{-} \rightarrow {}_{Z+1}{}^{A}M + \nu. \qquad (4.70) $$

Procesul (4.70) se numește *captură electronică.*

S-a observat că foarte multe procese de dezintegrare α sau β sînt însoțite de emisia de radiație electromagnetică din nucleu (fotoni γ). Emisia radiației gamma este ușor de înțeles dacă facem apel la cunoștințele despre reacții nucleare din paragraful 2.5. Atunci cînd nucleul suferă o transformare radioactivă care nu conduce la starea fundamentală a nucleului derivat M, ci la o stare excitată, acesta se dezexcită prin emisia unui foton γ. În figura 4.12 este dat ca exemplu nucleul de ${}^{198}_{79}$Au obținut prin reacții nucleare, care este nestabil și se dezintegrează β^-. Nucleul rezultat, ${}^{198}_{80}$Hg, se găsește într-o stare excitată și trece în starea fundamentală prin emisia unui foton γ cu energia egală cu diferența de energie între cele două nivele ale nucleului de ${}^{198}_{80}$Hg.

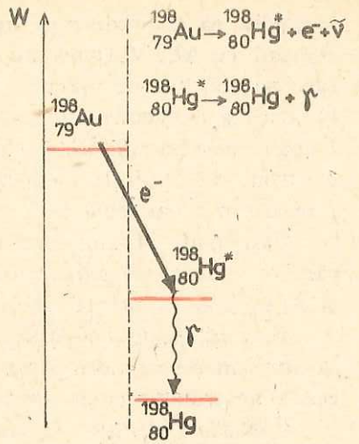


Fig. 4.12. Dezintegrarea β^- a nucleului ${}^{198}_{79}$Au.

Toate fenomenele de dezintegrare α, β se supun legii generale a dezintegrării radioactive dată de relația (4.61).

3.2. INTERACȚIUNEA RADIAȚIILOR NUCLEARE CU SUBSTANȚA

Radiațiile nucleare interacționează cu atomii substanței pe care o străbat, producînd o serie de efecte. Efectele radiației pot fi utilizate în aplicații. Pe de altă parte sînt dăunătoare și trebuie limitate. În ambele situații este necesară cunoașterea fenomenelor de interacțiune.

Radiațiile nucleare se împart în două mari categorii după sarcina particulelor care le formează:

A. *Radiații formate din particule încărcate electric.* Aceste particule pot avea masă de repaus mare, pot fi nuclee sau fragmente nucleare (protoni, particule α, fragmente de fisiune) sau pot avea masă de repaus mică (electroni și pozitroni).

Ionizarea. În ambele cazuri interacțiunea cea mai importantă a particulelor încărcate cu substanță este *ionizarea și excitarea atomilor mediului.* Prin fenomenul de ionizare se creează ioni și electroni liberi. În procesul de ionizare și excitare a atomilor mediului, particula cedează o parte din energia sa cinetică pe care o transformă în energie de excitare și ionizare. Ca urmare, energia cinetică a particulei incidente scade. Energia de excitare se poate transfera fie unui foton, fie particulelor mediului sporind energia de agitație termică a acestora.

La formarea unei perechi de ioni, particula transferă deci în medie celorlalte sisteme o energie ε. Dacă particula străbate o anumită distanță Δx

în mediu, ea va produce în drumul său un număr de ionizări, energia sa descrescînd cu ΔE. Mărimea $\Delta E/\Delta x$ se numește pierdere de energie prin ionizare pe unitatea de parcurs. Ea este cu atît mai mare cu cît sarcina electrică a particulei este mai mare și cu cît viteza sa este mai mică. După ce energia cinetică a scăzut sub energia de ionizare, particula captează electroni și se oprește în mediu formînd un atom neutru (dacă este un proton sau o particulă α).

Parcursul. Drumul mediu străbătut într-o substanță de particulele încărcate se numește *parcurs liniar*. Mărimea sa depinde de natura mediului și de sarcina și energia cinetică a particulei.

B. *Radiații formate din particule neutre.* În această categorie va trebui să studiem separat comportarea fotonilor care au masa de repaus nulă și cea a neutronilor cu masa de repaus diferită de zero.

Trecerea fotonilor X sau γ prin substanță este însoțită de două fenomene: *efectul fotoelectric și efectul Compton* (care au fost studiate în capitolul I).

Efectul fotoelectric constă în absorbția fotonului cu emisia unui electron avînd energia cinetică E_{fe} dată de relația:

$$E_{fe} = E_\gamma - W_{el}, \tag{4.71}$$

unde E_γ este energia fotonului absorbit și W_{el} este energia de legătură a electronului în atom sau în structura cristalină. Absorbția fotonilor prin efect fotoelectric are loc în special la energie mică și în materiale cu număr atomic Z mare (revedeți paragraful 1.1, cap. I).

Efectul Compton este un fenomen de împrăștiere elastică a fotonilor pe electronii liberi (foarte slab legați) din substanță. Fotonul împrăștiat are, după interacțiune, energia cu atît mai mică cu cît a fost împrăștiat la un unghi mai mare. Diferența de energie este preluată de electronul de recul. Acest electron poate avea energia cinetică cuprinsă între zero și o valoare maximă care corespunde împrăștierii fotonului la 180° (revedeți paragraful 1.2, cap. I).

Atît prin efectul fotoelectric cît și prin efectul Compton, fotonii scot electroni rapizi în mediu, care pot produce la rîndul lor alte procese de ionizare.

Legea de atenuare a fotonilor γ. Un fascicul de fotoni cu direcția bine definită va suferi o *atenuare* la trecerea printr-un strat de substanță: fotonii din fascicul sînt *absorbiți sau împrăștiați* și sînt scoși în felul acesta din fascicul. Atenuarea fasciculului este reprezentată schematic în figura 4.13. Scăderea intensității fasciculului la trecerea printr-un strat subțire de substanță Δx, este proporțională cu intensitatea fasciculului $I(x)$ (numărul de fotoni pe unitatea de suprafață care au ajuns la suprafața stratului Δx) și cu grosimea stratului Δx. Relația se poate scrie:

$$I(x + \Delta x) - I(x) = -\mu \cdot I(x) \cdot \Delta x; \tag{4.72}$$

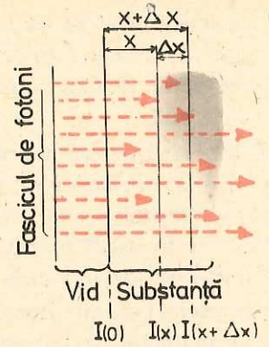


Fig. 4.13. Atenuarea unui fascicul de fotoni γ. Traiectoriile fotonilor au fost figurate punctat. Fasciculul nu se atenuează în vid.

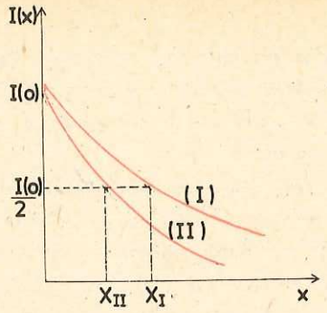


Fig. 4.14. Variația intensității fasciculului de radiații cu grosimea stratului de substanță străbătut pentru două cazuri: (I) substanță cu coeficient de atenuare mic: (II) substanță cu coeficient de atenuare mare. X_I și X_{II} reprezintă grosimile de înjumătățire în cele două cazuri.

μ este *coeficientul de atenuare liniară* și reprezintă probabilitatea de interacțiune a fotonului cu atomii de substanță pe unitatea de drum liniar străbătut în mediu. Acest coeficient depinde de natura substanței și de energia fotonilor. Relația (4.72) se poate integra și conduce la legea de atenuare:

$$I(x) = I(o)\, e^{-\mu x} \tag{4.73}$$

unde x este grosimea stratului de substanță străbătută de fascicul, $I(o)$ este intensitatea fasciculului la intrarea în strat, iar $I(x)$ este intensitatea fasciculului la ieșirea din strat.

În figura 4.14 este reprezentată grafic variația intensității unui fascicul de fotoni la trecerea printr-un strat de substanță de grosime x pentru două cazuri. (I) este cazul în care coeficientul de atenuare este mic, (II) este cazul în care coeficientul de atenuare este mare.

În practică se utilizează adesea mărimea numită *grosime de înjumătățire*. Ea se definește ca fiind grosimea stratului de substanță pentru care intensitatea fasciculului scade la jumătate. Să o notăm cu X:

$$\frac{I(o)}{2} = I(o) \cdot e^{-\mu X} \tag{4.74}$$

$$X = \frac{\ln 2}{\mu}. \tag{4.75}$$

Din relația (4.75) se vede că această mărime este invers proporțională cu coeficientul de atenuare, μ.

Legea de scădere exponențială exprimată prin relația (4.73) arată faptul că, teoretic, fasciculele de fotoni nu se pot ecrana complet cu

nici o grosime de material. De aceea, în practică, ecranarea fasciculelor de fotoni se face cu un strat de material care să atenueze fasciculul pînă la o valoare a intensității care se consideră nepericuloasă pentru organism.

Interacțiunea neutronilor cu substanța. Interacțiunea neutronilor cu substanța se deosebește de interacțiunea celorlalte particule, în primul rînd datorită faptului că *neutronul interacționează cu nucleele provocînd reacții nucleare.* Probabilitatea acestor reacții este foarte mare deoarece neutronul nu are sarcină și pătrunderea sa în nucleu nu este împiedicată de bariera electrostatică. În procesele nucleare neutronii sînt absorbiți. Legea de atenuare pentru un fascicul de neutroni este analoagă celei stabilite pentru atenuarea fotonilor, numai că în locul coeficientului de atenuare al radiației fotonice în cazul neutronilor va apărea *probabilitatea de captură a neutronilor de către nuclee pe unitatea de parcurs.* Cunoașterea proceselor de captură a neutronului în nuclee este utilizată pentru a ne putea proteja de fasciculele de neutroni. Materialele care au probabilitatea mare de captură sînt $^{10}_{5}B$ și $^{113}_{48}Cd$. Acestea suferă cu neutronii următoarele reacții:

$$\begin{aligned} {}^{10}_{5}B + {}^{1}_{0}n &\rightarrow {}^{4}_{2}He + {}^{7}_{3}Li \\ {}^{113}_{48}Cd + {}^{1}_{0}n &\rightarrow {}^{114}_{48}Cd + \gamma. \end{aligned} \qquad (4.76)$$

În urma acestor reacții se formează fie particule încărcate ($^{4}_{2}He$, $^{7}_{3}Li$), fie fotoni γ care se ecranează după cum am arătat mai sus.

Dacă ne amintim că probabilitatea de captură a neutronilor este mai mare la viteză mică, vom înțelege de ce, pentru a fi captați cu probabilitate mare, neutronii trebuie întîi încetiniți. Încetinirea se face cu ajutorul moderatorilor (apă, parafină), pe principiul prezentat la descrierea reactorului nuclear.

Efecte biologice ale radiațiilor. Trecerea fasciculelor de particule încărcate produce în mediu o serie de fenomene chimice dăunătoare organismelor vii. Neutronii rapizi ciocnesc atomii din materia vie, dizlocîndu-i; astfel activitatea biochimică a macromoleculelor este perturbată ireversibil. Aceste modificări nu se observă imediat ci apar în timp la nivelul întregului organism. Știința care se ocupă cu studiul influenței radiațiilor asupra organismelor vii se numește *radiobiologie.*

Efectul radiațiilor este cu atît mai mare cu cît intensitatea sursei este mai mare și cu cît timpul de iradiere este mai lung, iar distanța față de sursă este mai mică. Efectul radiațiilor depinde și de tipul de radiații din care e format fasciculul. În acest sens este bine să reținem că particulele α și neutronii rapizi sînt de 10÷20 ori mai periculoși decît radiația X, γ sau radiația β.

Mărimea care indică efectul global al radiațiilor asupra organismului se numește *doză biologică.* Calculul său ține seama de toți factorii indicați mai sus. Doza se măsoară cu detectori de radiație numiți dozimetre. Din observațiile efectuate de-a lungul anilor din momentul în care a început utilizarea pe scară mai largă a proceselor nucleare, s-au stabilit anumite limite pentru doza biologică pentru care nu se observă efecte biologice asupra organismului în tot timpul vieții. Această mărime se numește *doza maximă permisă.* Limitarea dozei la această valoare îi permite organismului să se refacă. În laboratoarele în care se lucrează cu radiații nucleare, dozele sînt măsurate permanent și se iau măsuri speciale de protecție pentru scăderea nivelului de iradiere în lucrul cu radiații.

Populația este și ea supusă iradierii prin radiația cosmică și cea emisă de diferite substanțe radioactive care se găsesc în pămînt, în apa de băut, în materialele de construcție, nivelul acestei iradieri fiind însă, în general, sub doza maximă.

3.3. DETECTORI DE RADIAȚII NUCLEARE

Detectorul de radiații nucleare este un sistem care pune în evidență particulele nucleare și permite măsurarea numărului lor și al altor caracteristici, cum ar fi energia sau masa particulelor.

Un detector este format de cele mai multe ori din două părți:

a) Corpul de detecție propriu-zisă care constă dintr-un mediu în care radiația nucleară produce un efect specific. Efectul este dat de interacțiunea particulei nucleare cu substanța detectorului; particulele încărcate produc ionizare sau scintilații, fotonii γ produc electroni prin efect fotoelectric sau Compton, electroni care la rîndul lor produc ionizare, neutronii produc reacții nucleare în care apar particule încărcate ce produc ionizare. Răspunsul detectorului este legat de interacțiunile electrice ale particulelor. Particulele care nu au sarcină nu sînt detectate în mod direct (γ, $^{1}_{0}n$) ci prin intermediul particulelor încărcate pe care le produc în materialul detectorului.

b) Un sistem de înregistrare a efectului produs de particulă. În cazul în care particula produce în detectori perechi de ioni, aceștia sînt colectați de niște electrozi între care se aplică o diferență de potențial și pulsul de tensiune este amplificat și înregistrat. În cazul în care particula produce în substanța detectorului excitări ale moleculelor care se dezexcită prin scintilații, fotonii eliberează electroni din fotocatoda unui fotomultiplicator care sînt multiplicați și pulsul de tensiune obținut pe anoda fotomultiplicatorului este amplificat și înregistrat.

Detectorii pot fi clasificați după o serie de criterii. O clasificare după principiul de funcționare împarte detectorii în:

1) Detectori care se bazează pe *fenomenul de ionizare în gaz.* La trecerea unei particule încărcate prin gazul detectorului se produc perechi

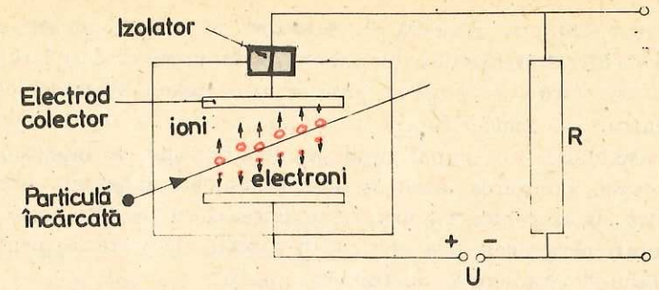


Fig. 4.15. Schema de principiu a unei camere de ionizare.

ion-electron care sînt colectate de doi electrozi între care se aplică o diferență de potențial.

Un astfel de detector este *camera de ionizare*. Diferența de potențial dintre electrozi trebuie să fie suficient de mare pentru ca ionii să nu se recombine în deplasarea lor spre aceștia. Schema de principiu a unei camere de ionizare este dată în figura 4.15.

În lungul traiectoriei particulei nucleare încărcate care străbate gazul camerei se produc ioni pozitivi și electroni care sînt dirijați spre electrozii între care este aplicată diferența de potențial. Curentul obținut pe electrodul colector este amplificat și măsurat. Curentul de ionizare este proporțional cu numărul total de perechi ion-electron creați de particule în unitatea de timp în camera de ionizare. În camerele de ionizare curentul este mic, fapt ce duce la sisteme de înregistrare complicate. De aceea se utilizează mult mai mult un alt detector cu gaz, *contorul Geiger-Müller*. Schema detectorului G.M. este dată în figura 4.16. Contorul este format dintr-un condensator cilindric închis într-un tub de sticlă. Anodul este un fir foarte subțire, catodul este un cilindru metalic sau o peliculă metalică depusă pe peretele interior al învelișului de sticlă. Electrozii sînt legați la o diferență de potențial de cîteva sute de volți. Din cauza construcției sale, cîmpul electric în vecinătatea anodului este foarte intens. La trecerea particulei nucleare încărcate se produc, în gazul din interiorul contorului, perechi ion-electron. Electronii sînt puternic accelerați în cîmpul intens al firului central și produc la rîndul lor ionizări

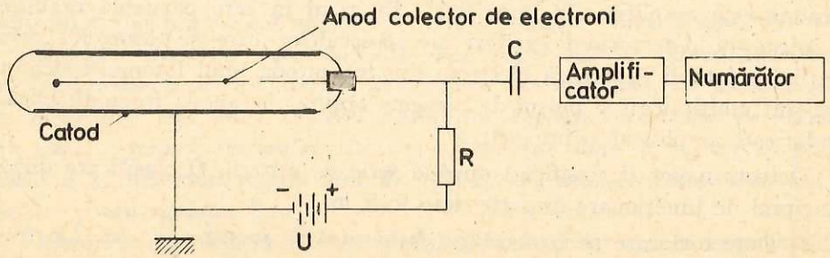


Fig. 4.16. Schema de principiu a unui contor Geiger-Müller.

Se formează în acest fel o avalanșă de electroni. Avalanșele se multiplică din cauza fotonilor de dezexcitare; aceștia pot produce alți electroni care încep o nouă avalanșă. În circuit apare un curent de descărcare de scurtă durată, deoarece ionii pozitivi formați în imediata vecinătate a firului, se deplasează spre catod mai încet decît electronii și creează o sarcină spațială ce ecranează cîmpul firului central și oprește astfel avalanșa. Curentul care trece prin circuit produce la bornele rezistorului R o cădere de tensiune care este amplificată și înregistrată. Acesta este pulsul de tensiune care se obține la trecerea unei particule încărcate prin contor.

Datorită ionizării secundare foarte mari, numărul de electroni care cad pe anod nu mai e proporțional cu numărul de perechi de ioni format de particula inițială. Amplitudinea pulsului este, din această cauză, aceeași pentru orice tip de particulă, de orice energie. Particulele sînt numai numărate, detectorul nu permite determinarea altor proprietăți ale particulelor. Datorită faptului că amplitudinea pulsului este mare (de ordinul volților) contorul Geiger — Müller este unul dintre detectorii destul de mult utilizați în aplicații industriale și în cercetări geologice de teren.

2) Detectori care se bazează pe apariția *scintilațiilor* produse în substanța detectorului de către particula încărcată. Primul detector de particule α utilizat în fizica nucleară a fost un ecran de sulfură de zinc pe care particulele α rapide produceau scînteieri ce puteau fi observate cu un microscop. Astăzi *detectorii cu scintilație* au o răspîndire foarte mare. Fenomenul aplicat este apariția scintilațiilor în cristale anorganice sau substanțe organice la trecerea unei particule încărcate. Fotonii sînt înregistrați cu ajutorul unui fotomultiplicator care produce un puls de tensiune (fig. 4.17). Amplitudinea pulsului este proporțională cu numărul de scintilații produse de particula încărcată la trecerea prin cristal și deci cu energia acesteia. Datorită acestui fapt detectorul cu scintilație se folosește atît la numărarea radiațiilor nucleare cît și la măsurarea energiei acestora.

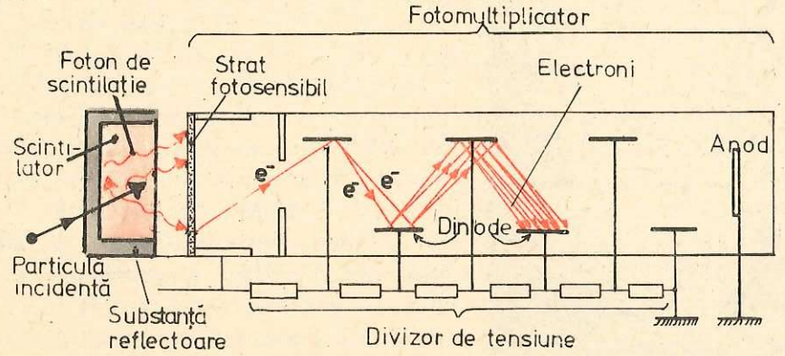


Fig. 4.17. Schema de principiu a unui detector cu scintilație.

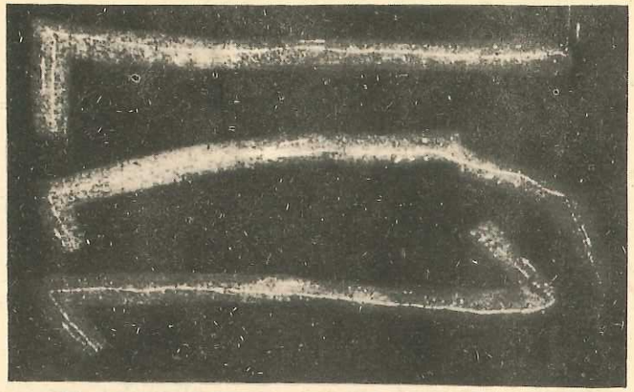


Fig. 4.18. Traiectorii de particule în emulsie nucleară.

3) Detectori care se bazează pe fenomenul de formare de *perechi electron-gol* în *cristalele semiconductoare*. Numărul de perechi electron-gol este proporțional cu energia particulei. Purtătorii de sarcină colectați prin aplicarea unei diferențe de potențial formează un puls a cărui amplitudine este proporțională cu energia particulelor nucleare înregistrate. Datorită rezoluției energetice foarte bune, detectorii cu semiconductori înlocuiesc treptat ceilalți detectori în cercetările de fizică nucleară.

4) Detectori care se bazează pe *efectul fotochimic* al radiației. Un astfel de detector este *emulsia nucleară* care este o emulsie fotografică mai groasă. La trecerea particulei încărcate, halogenura de argint se descompune și se creează centri developabili de argint metalic. După developare, aceștia se observă ușor cu ajutorul unui microscop.

Fig. 4.19. Dezintegrări fotografiate în camera cu ceață.

Emulsia nucleară permite vizualizarea traiectoriei particulei (fig. 4.18) și deci determinarea energiei și tipului ei.

5) Detectori care se bazează pe revenirea mediului la starea normală în vecinătatea ionilor formați în lungul traiectoriei unei particule rapide încărcate, într-un gaz sau lichid care se află într-o stare metastabilă. Un astfel de detector este *camera cu ceață* construită de Wilson în 1912. Într-o incintă umplută cu gaz se creează vapori suprasaturanți printr-o scădere bruscă a presiunii. Particulele încărcate produc ioni în lungul traiectoriei lor și acești ioni devin centri de condensare. Picăturile de lichid sînt iluminate lateral și fotografiate dînd o imagine a traiectoriei particulei (fig. 4.19).

Pentru înregistrarea particulelor de energie mare se utilizează *camerele cu bule*. Funcționarea lor este apropiată de cea a camerelor cu ceață. Ea se bazează pe faptul că, în anumite condiții, un lichid poate fi încălzit peste temperatura la care ar trebui să fiarbă (stare de supraîncălzire). Fierberea nu se produce decît dacă apar niște centri de fierbere. Aceștia pot fi ionii creați la trecerea particulei încărcate electric prin lichidul din cameră. Bulele de gaz formate în lungul traiectoriei se fotografiază și fotografiile dau informații asupra caracteristicilor particulelor.

Pentru a obține informații asupra sarcinii particulelor camerele cu ceață și camerele cu bule se plasează într-un cîmp magnetic perpendicular pe direcția de mișcare a particulelor.

4. PARTICULE ELEMENTARE

4.1. ACCELERATORI DE PARTICULE

Fizica modernă utilizează în prezent instalații de dimensiuni impresionante pentru a accelera particulele și a le imprima energii cinetice din ce în ce mai mari. Desigur, prima întrebare pe care ne-o punem este: de ce este necesară accelerarea particulelor pentru a atinge energii atît de mari?

Primii *acceleratori* urmăreau obținerea de particule cu energia suficientă pentru a trece bariera electrostatică de potențial și a provoca reacții nucleare.

Apoi s-a văzut că la spargerea nucleelor se pot produce noi particule. Pe de altă parte, se urmărește ca, realizînd ciocnirea dintre două particule cu energie cinetică foarte mare, să se obțină desfacerea particulelor considerate în prezent elementare, în componentele lor.

Desigur, dorința de a atinge energii din ce în ce mai mari ridică și întrebarea: cum se pot obține acestea?

Principiile de accelerare. Toate principiile de accelerare se bazează pe interacțiunea particulelor încărcate cu cîmpurile electrice și magnetice. Deci, *nu pot fi accelerate decît particule încărcate electric.*

Interacțiunile particulelor încărcate electric cu cîmpurile electrice pot duce la creșterea energiei cinetice a particulei.

Se utilizează pentru aceasta două sisteme:

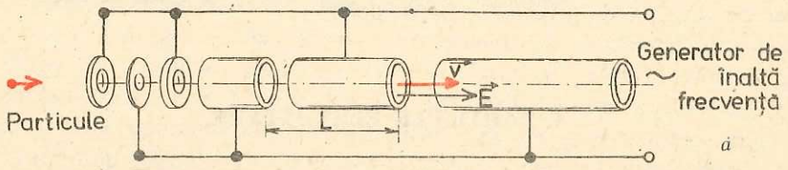
a) Prin trecerea particulei printr-o diferență de potențial U, energia acesteia crește cu o energie ΔE, dată de relația:

$$\Delta E = qU \qquad (4.77)$$

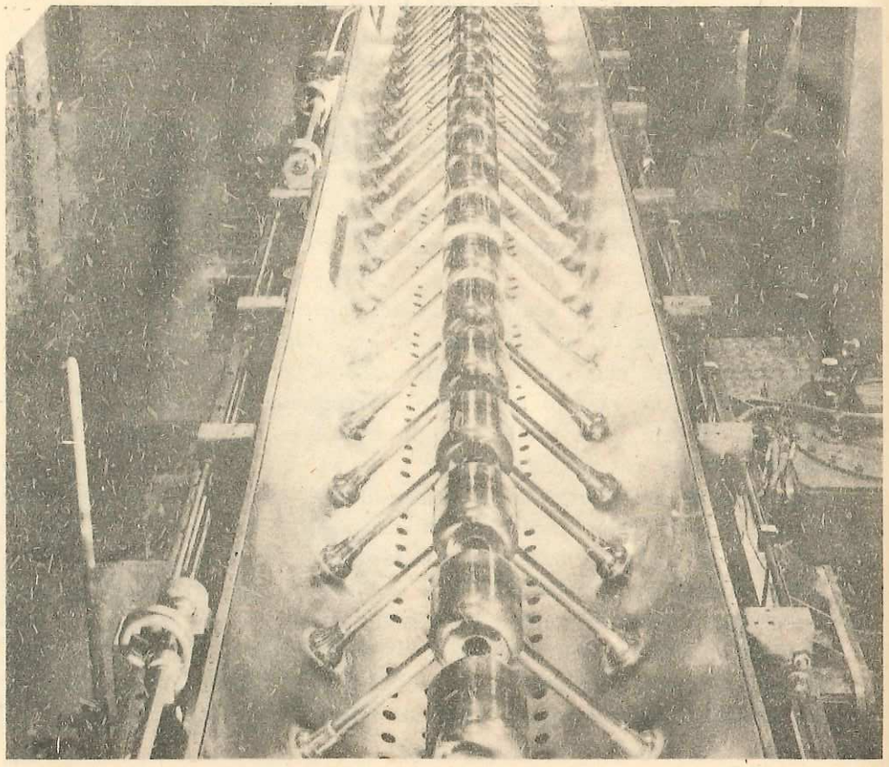
unde q este sarcina particulei.

Creşterea energiei particulei este cu atît mai mare cu cît diferenţa de potenţial este mai ridicată. Creşterea energiei particulei într-o singură accelerare este relativ mică. Cu un asemenea accelerator nu se poate ajunge la energii mai mari de cîţiva MeV. Pentru a ajunge la energii cinetice mai mari, se utilizează sisteme care repetă accelerarea de un număr mare de ori. Urmează cîteva exemple de astfel de instalaţii.

Acceleratorul liniar. Acceleratorul liniar, a cărui schemă de principiu este dată în figura 4.20, *a*, este format din mai mulţi electrozi de formă cilindrică, montaţi pe axul unui tub (fig. 4.20, *b*). Electrozii sînt conectaţi la un generator de înaltă frecvenţă. Lungimea lor este astfel calcu-



a



b

Fig. 4.20. *a*) Schema de principiu a acceleratorului liniar; *b*) vedere a unei porţiuni.

lată ca de fiecare dată la trecerea particulei prin intervalul dintre doi electrozi, cîmpul electric să aibă o astfel de polaritate încît să accelereze particula. Din cauza creşterii energiei particulei, lungimea electrozilor diferă de la un electrod la altul. Timpul necesar străbaterii distanţei dintre două intervale de accelerare este:

$$t = \frac{L}{v} \tag{4.78}$$

unde L este lungimea unui cilindru.

Timpul t este legat de frecvenţa generatorului de înaltă tensiune. Astfel, pentru ca particula să ajungă în intervalul accelerator odată cu schimbarea polarităţii, t trebuie să fie jumătate din perioadă. Deci:

$$t = \frac{L}{v} = \frac{1}{2f}. \tag{4.79}$$

Cel mai mare accelerator liniar construit pînă în prezent are o lungime de 3,2 km şi accelerează electroni pînă la 20 000 MeV (Stanford, S.U.A.).

Acceleratorul ciclic. În acceleratorul ciclic particulele sînt accelerate prin trecerea repetată prin acelaşi interval accelerator. Particula este obligată să parcurgă o traiectorie circulară prin introducerea unui cîmp magnetic perpendicular pe viteză.

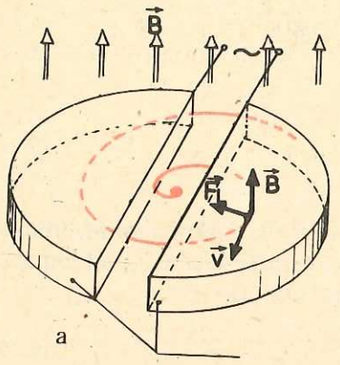
În cîmp magnetic transversal şi constant energia particulei rămîne constantă deoarece forţa Lorentz este tot timpul perpendiculară pe traiectorie. Forţa Lorentz este orientată după raza traiectoriei şi joacă rolul de forţă centripetă:

$$\frac{mv^2}{R} = qvB \tag{4.80}$$

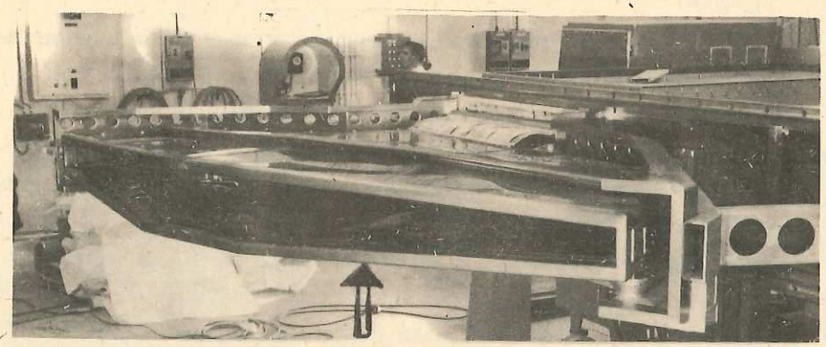
unde m este masa particulei, v viteza sa, q sarcina particulei, B inducţia magnetică, iar R raza traiectoriei circulare.

Pe traiectoria circulară se plasează unul sau două intervale de accelerare în care creşterea energiei cinetice a particulei este $\Delta E = qU$. Ca şi la acceleratorul liniar, cîmpul electric este de înaltă frecvenţă şi U este diferenţa de potenţial aplicată la momentul trecerii particulei. Frecvenţa cîmpului accelerator trebuie să fie astfel reglată încît particula să ajungă între electrozi în momentul cînd cîmpul are valoarea maximă şi sensul necesar pentru accelerare.

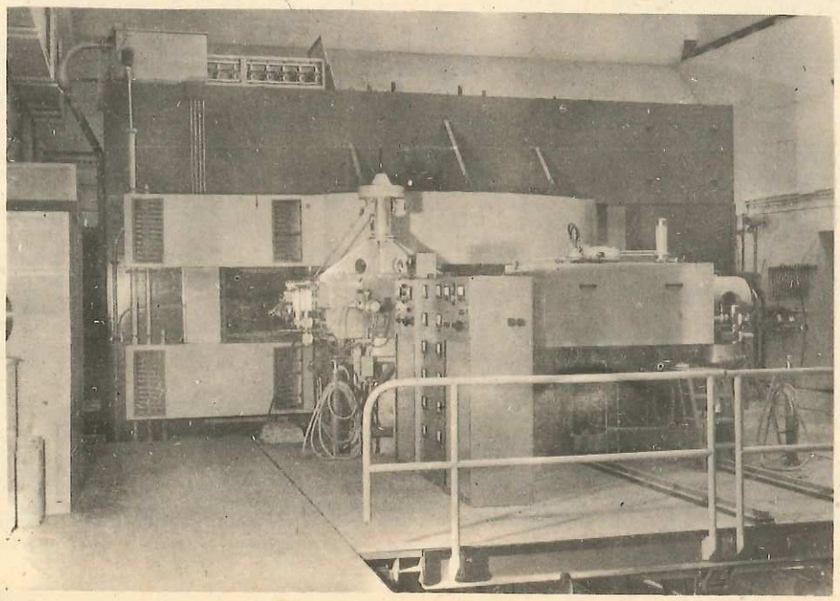
Ciclotronul este cel mai simplu accelerator ciclic. Schema de principiu este dată în figura 4.21, *a*. Ciclotronul este format din doi duanţi (fig. 4.21, *b*) între care se aplică cîmpul electric de înaltă frecvenţă. Accelerarea se face la trecerea particulei în intervalul dintre duanţi; deci parti-



a



b



c

Fig. 4.21. *a*) Schema de principiu a ciclotronului; *b*) imaginea unui duant; *c*) vedere generală.

cula parcurge o jumătate din lungimea cercului în jumătate de perioadă. Perioada va fi:

$$T = \frac{2\pi R}{v} = \frac{2\pi m}{qB} = \frac{1}{f}. \qquad (4.81)$$

Ea nu depinde de viteza particulei atîta timp cît viteza este suficient de mică pentru ca masa particulei să varieze puțin cu viteza. Pe măsură ce energia cinetică a particulei crește, se mărește și raza traiectoriei. Raza maximă a duanților (egală cu diametrul pieselor polare ale magneților) indică energia maximă pe care o poate atinge o particulă în ciclotron:

$$E_{max} = \frac{mv_{max}^2}{2} = \frac{R_{max}^2 q^2 B^2}{2m}. \qquad (4.82)$$

Ciclotronul este un accelerator pentru particule ce nu ating energii la care să apară efecte relativiste. În figura 4.21, *c* se observă aspectul unui ciclotron. El poate accelera particule pînă la cîteva zeci de MeV. Ciclotronul IFIN — București accelerează protoni pînă la 12 MeV. La energii mai mari, condiția de sincronism se strică din cauza variației relativiste a masei cu viteza. În acceleratoare de energie mare condiția de sincronism se păstrează fie prin variația frecvenței (sincrociclotron) fie prin variația cîmpului magnetic (sincrotron).

Energia cea mai mare în acceleratorii ciclici a fost obținută în Batavia (S.U.A.) și este de 400 GeV*.

Particulele pot fi accelerate și de către un cîmp electric obținut prin variația fluxului inducției magnetice prin suprafața traiectoriei pe care o parcurg particulele.

Betatronul. Se știe că orice flux magnetic variabil generează un cîmp electric de inducție rotațional. Un astfel de cîmp poate fi folosit pentru a accelera particulele. Acest principiu este utilizat pentru accelerarea electronilor în *betatron*.

Electronii se mișcă într-un cîmp magnetic cu vectorul inducției perpendicular pe viteză și cu o traiectorie circulară de rază fixă. Se pot impune cîmpului magnetic condiții care să permită atît păstrarea traiectoriei cît și accelerarea electronilor. Creșterea inducției duce la accelerarea electronilor. Cînd cîmpul magnetic atinge valoarea maximă, electronii sînt aruncați pe o țintă în care produc radiație X dură de frînare. Energia electronilor nu poate atinge o valoare prea mare, din cauză că electronii de viteză mare ce se mișcă pe traiectorii circulare (deci accelerat) emit fotoni, își micșorează energia și își modifică traiectoria.

Deși mobilul construirii acceleratorilor de particule a fost în primul rînd interesul pentru studiul structurii nucleare și subnucleare, aplicațiile acceleratorilor au depășit cu mult scopul lor științific și ei au pătruns în

* GeV = 10^3 MeV și se numește gigaelectron-volt.

industrie și medicină. În industrie se utilizează în special acceleratorii de electroni. Electronii rapizi care ciocnesc ținte din metale grele dau radiație de frînare. Această radiație se utilizează în defectoscopie, sterilizare sau terapia cancerului. Datorită intensității mari a fasciculului, ciclotronul se utilizează în procese de iradiere a unor probe care devin radioactive. Detectarea activității unor izotopi permite măsurarea cu mare precizie a concentrației acestor elemente.

În ultimul timp s-au pus în funcțiune așa-numitele „fabrici de pioni", care sînt de fapt acceleratoare de protoni cu intensitate foarte mare. Fasciculul de protoni, căzînd pe o țintă, produce mezoni π, care sînt eficienți în tratarea tumorilor.

4.2. DESCOPERIREA PARTICULELOR ELEMENTARE

Găsirea componenților elementari ai materiei a fost problema care a preocupat întîi filozofii, apoi chimiștii și fizicienii din cele mai vechi timpuri.

Noțiunea de elementaritate a fost în primul rînd legată de imposibilitatea de a divide un obiect. Această noțiune s-a modificat în decursul istoriei fizicii. Astfel, atomul a fost considerat o particulă elementară pînă cînd din atom au putut fi scoși electroni.

În cazul atomului diviziunea a putut fi făcută cu mijloace experimentale relativ simple. În capitolul 2 am arătat cum poate fi separat electronul din atom prin fenomenul de ionizare. Am văzut, cu această ocazie, că separarea electronului din atom poate fi făcută de către orice particulă care interacționează electromagnetic cu atomul (particule încărcate sau fotoni). Condiția de bază care se impune pentru separarea electronului este ca energia care se comunică acestuia de către particula incidentă să fie cel puțin egală cu energia sa de legătură în atom. Datorită faptului că energiile de legătură ale atomilor sînt de cel mult zeci de keV, particulele proiectil pot atinge această energie în tuburi de accelerare pe care se aplică diferențe de potențial de ordinul a zeci de kilovolți.

Desfacerea nucleului în particulele componente s-a făcut mult mai tîrziu, deoarece necesita energii mult mai mari. Am arătat în capitolul de reacții nucleare că proiectilele care pot provoca ruperea nucleului trebuie să aibă energii cinetice de ordinul MeV. În unele situații asemenea proiectile pot fi furnizate de nucleele natural radioactive care emit particule α de energie cinetică mare. În cele mai multe cazuri, însă, se recurge la construcția de acceleratoare de particule.

Obținerea de particule de energie cinetică mare pentru sondarea structurii materiei mai are și un alt aspect. Noțiunea de elementaritate mai este legată și de cea de structură omogenă a obiectului.

Am văzut în capitolul 3 cum fenomenul de difracție a razelor X pe cristale ne permite să „vedem" așezarea atomilor în rețea, deci să punem în evidență caracterul neomogen al cristalului. Posibilități asemănătoare oferă și particulele rapide. În capitolul 1 am arătat că particulele rapide suferă fenomenul de difracție pe rețele cristaline ca și radiațiile electromagnetice, dacă lungimea de undă asociată îndeplinește relația lui Bragg:

$$2d \sin \theta = n\lambda.$$

Deoarece $\lambda = \frac{h}{p}$, rezultă că putem sonda structura obiectelor oricît de mici dacă avem fascicule de particule cu energie cinetică suficient de mare. Urmărind modul în care au evoluat concepțiile fizicienilor asupra structurii materiei, rezultă două condiții care se impun pentru ca o particulă să fie considerată „elementară" în sensul actual al cuvîntului: să nu poată fi pusă în evidență nici un fel de structură internă a sa să nu poată fi ruptă în componenți prin interacțiuni cu orice sistem.

Pe măsură ce s-au atins energii cinetice foarte mari pentru particulele care bombardau nucleele, au apărut fenomene noi care au schimbat mult concepția noastră despre particulele elementare.

Generarea de particule. În ciocnirile nucleare apar particule care nu preexistă în nucleu: acest fenomen se numește *generare de particule* (fig. 4.22). Particulele generate sînt nestabile și se dezintegrează cu timp mediu de viață foarte scurt (10^{-22} s $\div$ 10^{-6} s). Ele nu pot fi obținute în reacții nucleare la energii de cîțiva MeV deoarece energiile lor de repaus sînt de sute de MeV și reacția de producere a lor este o reacție de prag. Să examinăm ca exemplu reacția de producere a unui mezon π° în ciocnirea a doi protoni:

$$p + p \rightarrow p + p + \pi^\circ \qquad (4.83)$$

Mezonul π° are energia de repaus de 135 MeV. Dacă scriem legea conservării energiei în reacția (4.83) în sistemul centrului de masă pentru cazul în care particulele din stare finală se obțin în repaus, găsim:

$$m_p c^2 + E_c^{p_1} + m_p c^2 + E_c^{p_2} = m_p c^2 + m_p c^2 + m_{\pi^\circ} c^2. \qquad (4.84)$$

Deci, pentru a produce reacția, cei doi protoni trebuie să aibă cel puțin energia cinetică în sistemul centrului de masă egală cu:

$$E_c^{p_1} + E_c^{p_2} = m_{\pi^\circ} c^2 = 135 \text{ MeV}. \qquad (4.85)$$

Dezintegrarea particulelor elementare. Particulele care se pot genera în reacții nucleare *se dezintegrează* în alte particule de masă mai mică prin reacții exoenergetice. În tabelul 4.2 (pag. 178—179) sînt indicate cîteva moduri de dezintegrare a particulelor. Să luăm ca exemplu dezintegrarea neutronului

$$^1_0 n \rightarrow {}^1_1 p + e^- + \tilde{\nu}. \qquad (4.86)$$

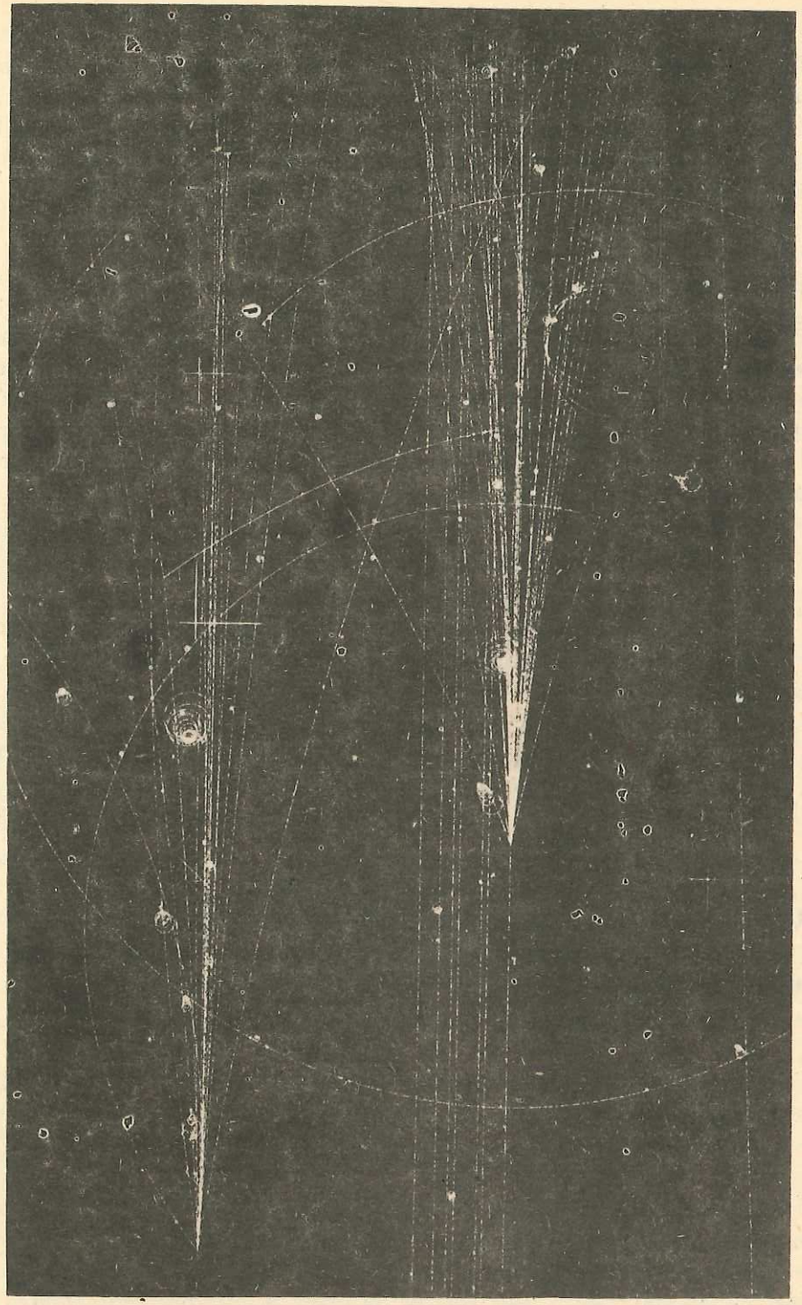


Fig. 4.22. Generare de particule în camera cu bule.

Faptul că la dezintegrarea neutronului apar un proton, un electron și un antineutrin, nu înseamnă că aceste particule sînt constituenți elementari ai neutronului. Toate aceste particule sînt elementare ca și neutronul. La fel, la dezintegrarea β a nucleelor, faptul că apar electroni și neutrini sau antineutrini în dezintegrare, nu înseamnă că aceștia există în nucleu ca niște componente elementare ale acestuia. Componenții elementari ai unui sistem trebuie să fie legați în sistem cu energii de legătură negative. Procesul de rupere trebuie să fie un proces endoenergetic.

În momentul de față se cunosc aproape 200 particule elementare. Varietatea foarte mare de particule elementare face foarte dificilă clasificarea lor și ne obligă desigur să punem întrebarea: sînt oare aceste particule indivizibile sau există niște componenți elementari care nu au putut fi puși în evidență pînă în prezent din cauza energiilor lor mari de legătură sau din alte motive?

Pentru a răspunde la această întrebare trebuie să urmărim și un alt aspect legat de noțiunea de elementaritate. O particulă elementară este caracterizată prin proprietăți bine definite. Oricum ar fi ea pusă în evidență, este necesar să i se stabilească proprietățile. În capitolele 1 și 2 am arătat că nu este suficient să stabilim că electronul este un constituent al atomului, ci au fost necesare experiențe speciale pentru a-i determina sarcina, masa, momentul cinetic, momentul magnetic.

Același lucru s-a întîmplat și cu neutronul.

Descoperirea neutronului. În paragraful 4.14 am arătat că, pornind de la diferența între masa atomului și masa celor Z protoni ai săi, Rutherford a ajuns la concluzia că în nucleu trebuie să existe niște particule cu masa apropiată de masa protonilor și neutre din punct de vedere electric. Deși această ipoteză se potrivea bine cu proprietățile nucleelor, ea a rămas o ipoteză pînă cînd Chadwick a reușit să separe neutronul din nucleu și să-i determine masa.

Separarea neutronului din nucleu a fost făcută prin reacții nucleare. Am arătat în paragraful 4.2 că energia de legătură a unui nucleon în nucleu este de $7 \div 8$ MeV. Deci pentru a separa neutronul trebuie să bombardăm nucleul cu proiectile care să cedeze neutronului cel puțin energia sa de legătură în nucleu.

Din cauza variațiilor mari ale energiei de legătură la nucleele ușoare există și reacții nucleare exoenergetice în care se produc neutroni. Un exemplu de asemenea reacție este cea utilizată de Chadwick pentru studierea proprietăților neutronului:

$$^{4}_{2}\mathrm{He} + {}^{9}_{4}\mathrm{Be} \rightarrow {}^{1}_{0}n + {}^{12}_{6}\mathrm{C}. \qquad (4.87)$$

Chadwick a utilizat ca proiectil particule α ($^{4}_{2}$He) cu energia cinetică 5 MeV emise de izotopul radioactiv natural $^{210}_{84}$Po.

Schema experienței este dată în figura 4.23. Particulele α ciocnesc ținta de beriliu. Neutronii obținuți din reacție la un unghi apropiat de zero grade față de direcția particulelor α incidente intră într-un strat de parafină unde ciocnesc nuclee de hidrogen (protoni) și le comunică energie cinetică. Acești protoni pătrund într-o cameră de ionizare unde își transferă energia atomilor pe care îi ionizează. Măsurarea curentului de ionizare permite determinarea energiei protonilor.

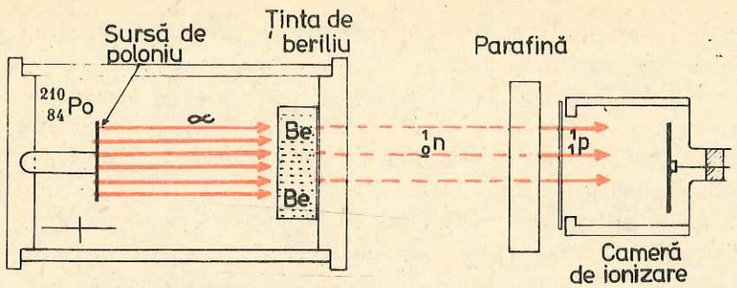


Fig. 4.23. Schema experienței de descoperire a neutronului. Un preparat de poloniu emite particule α care provoacă în nucleele de Beriliu reacția:

$$^{4}_{2}He + ^{9}_{4}Be \rightarrow ^{1}_{0}n + ^{12}_{6}C.$$

Neutronii obținuți ciocnesc elastic nucleele atomilor de hidrogen din stratul de parafină și scot protoni de recul care sînt înregistrați în camera de ionizare. Măsurarea curentului de ionizare permite determinarea energiei cinetice a protonilor de recul. Au fost figurați numai neutronii emiși de reacția la $\theta = 0°$ și protonii care prin ciocnire sînt aruncați înainte.

Această experiență a pus în evidență mai multe fapte:

a) În reacția particulelor α cu nucleele de beriliu se emit niște particule fără sarcină electrică. (Dacă se înlătură stratul de parafină, aceste particule nu produc curent de ionizare în detector.)

b) Aceste particule sînt în stare să comunice protonilor prin ciocnire o energie cinetică mare. Calculele arată că dacă particulele neutre obținute în reacție ar avea masă de repaus nulă (dacă ar fi fotoni γ, de exemplu) ar trebui să aibă o energie mult mai mare decît s-ar putea obține dintr-o reacție nucleară pentru a comunica protonilor aceeași energie cinetică. Deci particulele neutre trebuie să aibă masa de repaus mare.

c) S-a putut măsura masa particulelor obținute măsurînd și energia pe care o pot comunica prin ciocniri unor nuclee mai grele, cum ar fi nucleele de azot (se înlocuiește parafina cu un strat de azot gazos). S-a găsit că masa neutronului este apropiată de masa protonului.

În concluzie, experiența lui Chadwick arată că există o particulă neutră din punct de vedere electric, cu masa apropiată de cea a protonului, care este legată în nucleu și poate fi scoasă prin reacții nucleare.

Pentru momentul în care a fost făcută descoperirea, aceste proprietăți erau suficiente pentru caracterizarea noii particule elementare, neutronul, și Chadwick a primit în 1935 Premiul Nobel (pentru lucrarea publicată în 1932 „Existența unui neutron").

Din aspectele discutate mai sus putem trage concluzia că o particulă elementară este o particulă care nu are structură, nu se poate desface în părți componente prin nici o reacție endoenergetică și este în același timp caracterizată prin proprietăți cuantice bine definite. O parte din aceste proprietăți vor fi examinate în paragraful următor.

4.3. PROPRIETĂȚILE PARTICULELOR ELEMENTARE

Să examinăm cîteva din proprietățile particulelor elementare. Am arătat că într-o reacție nucleară se conservă sarcina electrică și numărul de nucleoni. Pentru a explica conservarea numărului de nucleoni s-a introdus, prin analogie cu sarcina electrică, o mărime nouă, *sarcina barionică* (sau numărul cuantic barionic) care se conservă în relațiile nucleare. Fiecare particulă are o *sarcină electrică* și o *sarcină barionică* cu valori bine definite. Astfel, neutronul are sarcina electrică 0 și sarcina barionică +1; protonul are sarcina electrică +1*. Neutronul și protonul se numesc nucleoni. Deoarece în reacțiile nucleare la energii mici nu se generează particule, conservarea sarcinii barionice este echivalentă, într-o reacție nucleară, cu conservarea numărului de neutroni. Există și alte particule elementare care au sarcina barionică +1. În tabelul 4.2 se dau ca exemplu hiperonii care au toți sarcina barionică +1. Există particule elementare cu sarcina barionică 0: fotonul, electronul, neutrinul, miuonul și mezonii (urmăriți tabelul 4.2 pag. 178—179).

În reacțiile nucleare la energii înalte s-a observat că sînt particule elementare care se generează numai în perechi; de exemplu, un hiperon Λ (lambda) apare însoțit de un mezon K și niciodată singur (fig. 4.24). În spatele acestei „curiozități" trebuia să se ascundă o lege de conservare. Pentru a se explica fenomenul, s-a atribuit particulelor care prezentau această curiozitate, un alt număr cuantic numit *stranietate*; hiperonii Λ au stranietate — 1 iar mezonii K, stranietate +1. Nucleonii au stranietatea 0. De aici rezultă că în reacțiile nucleare se pot genera particule stranii numai dacă se produc în perechi de stranietate (+1 cu —1) pentru ca straneitatea să se conserve în reacție.

Spinul. Particulele elementare au moment cinetic propriu de rotație care este caracterizat prin *numărul cuantic de spin*. După cum se știe electronul are numărul cuantic de spin $\frac{1}{2}$. De asemenea neutronul și protonul au număr cuantic de spin $\frac{1}{2}$. Particulele elementare care au numărul cuantic de spin semiîntreg se numesc *fermioni*. Dintre fermioni fac parte și hiperonii. Neutrinul este și el un fermion. Există particule elementare care au numărul cuantic de spin întreg. Ele se numesc *bosoni*. Fotonul este un boson cu spinul 1. Mezonii sînt bosoni cu spinul 0 sau 1.

Masa de repaus a particulelor elementare variază între limite foarte largi. Există particule cu masa de repaus zero ca fotonul, particule ușoare ca electronul, particule grele ca nucleonii și hiperonii. Masa particulelor nu este însă un criteriu de clasificare a acestora. În prezent clasificarea par-

* Sarcina se exprimă printr-un număr întreg care reprezintă numărul de sarcini elementare ale particulei.

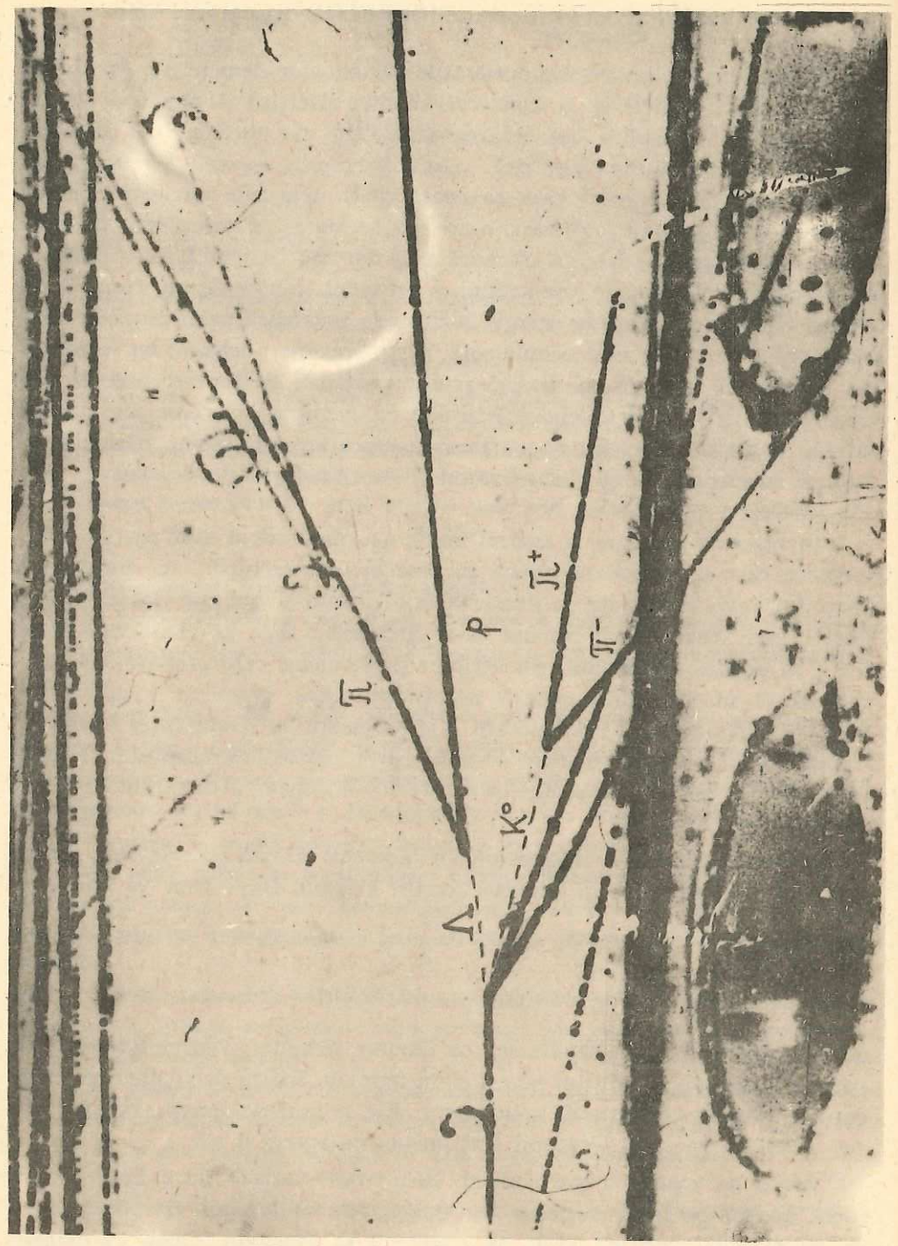


Fig. 4.24. Generare de perechi.

ticulelor elementare dată de tabelul 4.2 se face după spin, sarcină barionică și stranietate. Astfel grupele de particule sînt:

a) *fotonul*-boson cu spinul 1, fără sarcină electrică, barionică și stranietate — formează o grupă aparte;

b) *leptonii*-fermioni cu spin $\frac{1}{2}$, cu sau fără sarcină electrică, fără sarcină barionică și stranietate; în această grupă intră electronul, neutrinul și miuonul;

c) *mezonii*-bosoni cu spin zero, cu sau fără sarcină electrică, fără sarcină barionică, cu sau fără stranietate. Amintim din această categorie mezonul cu stranietatea zero și mezonul K cu stranietatea $+1$;

d) *nucleonii*-fermioni cu spin $\frac{1}{2}$, cu sau fără sarcină electrică cu sarcină barionică $+1$, fără stranietate (neutronul și protonul);

e) *hiperonii*-fermioni cu spin $\frac{1}{2}$ sau $\frac{3}{2}$, cu sau fără sarcină electrică cu sarcină barionică $+1$; lambda și sigma cu stranietatea -1, xi cu stranietatea -2 și omega cu stranietatea -3.

Timpul mediu de viață al particulelor elementare variază între limite foarte largi. Sînt particule elementare stabile ca fotonul, electronul, neutrinul, protonul, altele cu timp mediu de viață foarte lung ca neutronul (917 s). Particulele cu timp de viață scurt pot avea timpul mediu de viață de $10^{-10} \div 10^{-6}$ s, ca pionul, kaonul, hiperonii, miuonul. Particulele cu timp mediu de viață foarte scurt, de ordinul 10^{-22} s, se numesc *rezonanțe*. Mărimea timpului mediu de viață a particulelor elementare depinde de tipul de interacțiune prin care se dezintegrează.

Antiparticule. Fiecărei particule îi corespunde o *antiparticulă* care se caracterizează prin următoarele proprietăți: are sarcinile electrică, barionică și stranietatea de semn opus celor ale particulei respective. Masa ei este egală cu masa particulei. Este egal de asemenea și timpul mediu de viață. De exemplu, antiprotonul este antiparticula protonului. Este o particulă stabilă ca și protonul, are aceeași masă și același spin; sarcina sa electrică este -1, sarcina barionică este -1, deci egale și de semn contrar celor ale protonului. Stranietatea sa este zero ca și cea a protonului. Pentru ca o antiparticulă să apară în interacțiunile între particule, este necesar să fie satisfăcute toate legile de conservare în interacțiunea respectivă. Să dăm cîteva exemple:

1) Să presupunem că în interacțiunea a doi protoni, apare un antiproton:

$$_1^1p + {}_1^1p \rightarrow {}_1^1p + {}_1^1p + {}_{-1}^{1}\tilde{p} + X. \qquad (4.88)$$

Tabelul 4.1

Simbol chimic	Nr. de masă	Masa atomică u	Simbol chimic	Nr. de masă	Masa atomică u	Simbol chimic	Nr. de masă	Masa atomică u
n	1	1,008665		24	23,990967		59	58,933189
H	1	1,007825	Mg	23	22,994135		60	59,933806
	2	2,014102		24	23,985044	Cu	63	62,929594
	3	3,016049		25	24,985840		65	64,927786
He	3	3,016030		26	25,982591	Zn	65	64,929234
	4	4,002604		27	26,984345	Br	82	81,916802
Li	6	6,015126	Al	26	25,986900	Sr	88	87,905640
	7	7,016005		27	26,981535		89	88,907430
Be	7	7,016931		28	27,981908		90	89,907770
	8	8,005308	Si	28	27,976927	Y	90	89,907180
	9	9,012186		29	28,976491	Ag	107	106,906970
	10	10,013535		30	29,973761	I	127	126,904350
B	10	10,012939		31	30,975349		128	127,905820
	11	11,009305	P	30	29,978320	Au	198	197,968240
C	11	11,011431		31	30,973763	Tl	204	203,973890
	12	12		32	31,973908	Pb	206	205,97446
	13	13,003354	S	32	31,972074		207	206,97589
	14	14,003242		33	32,971460		208	207,97664
N	13	13,005739		34	33,967864	Bi	209	208,98042
	14	14,003074		35	34,969034		210	209,98411
	15	15,000108	Cl	35	34,968854	Po	210	209,98287
O	15	15,003072		36	35,968312	Rn	222	222,01753
	16	15,994915		37	36,965896		226	226,02536
	17	16,999133	Ar	36	35,967548	Th	232	232,03821
	18	17,999160		37	36,966772		233	233,04143
F	18	18,000950		39	38,964321	U	234	234,04090
	19	18,998405		40	39,962384		235	235,04393
	20	19,999985	K	39	38,963714		236	236,04573
Ne	20	19,992440		42	41,962417		238	238,05076
	21	20,993849	Cr	51	50,944786		239	239,05432
	22	21,991384	Mn	55	54,938054	Pu	238	238,04952
Na	22	21,994435	Co	58	57,935754		239	239,05216
	23	22,989773						

Antiprotonul ($_{-1}\tilde{p}$) nu poate apărea dacă nu este însoțit de cel puțin încă o particulă (X) care să îndeplinească condițiile:

— să aibă sarcina $+1$ pentru conservarea sarcinii electrice în reacție;

$$Q = 1 + 1 - 1 - 1 + 1 - Q_X = 0; \quad Q_X = +1$$

— să aibă sarcina barionică $+1$, pentru conservarea sarcinii barionice în reacție;

$$B = 1 + 1 - 1 - 1 + 1 - B_X = 0; \quad B_X = +1$$

— să aibă sarcina stranie 0 pentru conservarea stranietății în reacție;

$$S = 0 + 0 - 0 - 0 - 0 - S_X = 0; \quad S_X = 0$$

Deci particula X ar putea fi un proton; $X = {}_1^1p$. În plus, pentru a avea loc reacția respectivă trebuie să fie îndeplinite legile de conservare ale energiei și impulsului. Reacția (4.88) este o reacție endoenergetică. Protonii care se ciocnesc, trebuie să aibă, pentru a putea produce reacția, energia cinetică în SCM cel puțin egală cu căldura de reacție (în valoare absolută):

$$W = (2 \cdot m_p - 4m_p)\, c^2 = -2m_pc^2 = -2 \cdot 1{,}007 \cdot 931{,}5 = -1876 \text{ MeV}.$$

Deci reacțiile cu producere de antiparticule au loc la energii cinetice cu atît mai mari cu cît masa acestora este mai mare.

2) La interacțiunea unei particule cu antiparticula sa se produce fenomenul denumit *anihilare:* ambele particule dispar, apărînd în locul lor alte particule, fie fotoni, fie particule cu masa de repaus diferită de zero. În procesul de anihilare trebuie să fie satisfăcute toate legile de conservare valabile în reacțiile nucleare. Legea conservării impulsului nu poate fi îndeplinită decît dacă la anihilare apar cel puțin 2 particule. Să luăm ca exemplu anihilarea unui pozitron e^+ (antiparticula electronului) cu un electron

$$e^+ + e^- \rightarrow \gamma + \gamma.$$

Dacă anihilarea se face cînd e^+ și e^- sînt în repaus, cei doi fotoni vor fi emiși cu impulsuri egale și opuse și vor avea fiecare o energie egală cu energia de repaus a unui electron pentru ca să fie îndeplinite legile de conservare a energiei și impulsului.

Interacțiuni fundamentale. Particulele elementare pot să interacționeze prin trei feluri de interacțiuni*: a) *Interacțiuni nucleare sau tari.* b) *Interacțiuni electromagnetice.* c) *Interacțiuni slabe.*

---

* Există și al patrulea fel de interacțiune fundamentală *interacțiunea gravitațională*, care este de intensitate mult mai mică decît celelalte și poate fi neglijată în interacțiunile dintre particulele elementare.

Proprietățile parti

(au fost alese cîteva parti

	Denumirea (simbol)	Nr. de sarcină electrică Q	Număr barionic B	Număr de stranietate S	Spin s	Energie de repaus m_0c^2 (MeV)
	Foton (γ)	0	0	0	1	0
MEZONI	Pion (π)	+1 0	0 0	0 0	0 0	139,6 135
MEZONI	Kaon (K)	+1 0	0 0	+1 +1	0 0	494 498
LEPTONI	Electron (e)	−1	0	0	$\frac{1}{2}$	0,511
LEPTONI	Miuon (μ)	−1	0	0	$\frac{1}{2}$	105,6
LEPTONI	Neutrino (ν)	0	0	0	$\frac{1}{2}$	0
BARIONI	Proton (p)	+1	+1	0	$\frac{1}{2}$	938,3
BARIONI	Neutron (n)	0	+1	0	$\frac{1}{2}$	939,6
HIPERONI	Lambda (Λ)	0	+1	−1	$\frac{1}{2}$	1115,6
HIPERONI	Sigma (Σ)	+1	+1	−1	$\frac{1}{2}$	1189
		0	+1	−1	$\frac{1}{2}$	1192
		−1	+1	−1	$\frac{1}{2}$	1197
HIPERONI	XI (Ξ)	0	+1	−2	$\frac{1}{2}$	1315
		−1	+1	−2	$\frac{1}{2}$	1321
HIPERONI	Omega (Ω)	−1	+1	−3	$\frac{3}{2}$	1672

Tabelul 4.2

culelor elementare

cule mai reprezentative

Timp mediu de viață (s)	Mod de dezint.	Antiparticula corespunzătoare	Numerele cuantice ale antiparticulei			
			Q	B	S	s
∞	—	γ (coincide cu part.)	0	0	0	1
$2{,}6 \cdot 10^{-8}$	$\pi^+ \to \mu^+ + \nu$	π^-	−1	0	0	0
$0{,}8 \cdot 10^{-16}$	$\pi^0 \to \gamma + \gamma$	π^0 (coincide cu part.)	0	0	0	0
$1{,}2 \cdot 10^{-8}$	$K^+ \to \mu^+ + \nu$	K^-	−1	0	−1	0
$0{,}9 \cdot 10^{-10}$	$K^0 \to \pi^+ + \pi^-$	K^0	0	0	−1	0
∞	—	e^+ (pozitron)	+1	0	0	$\frac{1}{2}$
$2{,}2 \cdot 10^{-6}$	$\mu^- \to e^- + \nu + \tilde{\nu}$	μ^+	+1	0	0	$\frac{1}{2}$
∞	—	$\tilde{\nu}$	0	0	0	$\frac{1}{2}$
∞	—	$\tilde{p}$	−1	−1	0	$\frac{1}{2}$
917	$n \to p + e^- + \tilde{\nu}$	$\tilde{n}$	0	−1	0	$\frac{1}{2}$
$2{,}6 \cdot 10^{-10}$	$\Lambda \to p + \pi^-$	$\tilde{\Lambda}$	0	−1	+1	$\frac{1}{2}$
$0{,}8 \cdot 10^{-10}$	$\Sigma^+ \to p + \pi^0$	$\tilde{\Sigma}^-$	−1	−1	+1	$\frac{1}{2}$
$5{,}8 \cdot 10^{-20}$	$\Sigma^0 \to \Lambda + \gamma$	$\tilde{\Sigma}^0$	0	−1	+1	$\frac{1}{2}$
$1{,}5 \cdot 10^{-10}$	$\Sigma^- \to n + \pi^-$	$\tilde{\Sigma}^+$	+1	−1	+1	$\frac{1}{2}$
$2{,}9 \cdot 10^{-10}$	$\Xi^0 \to \Lambda + \pi^0$	$\tilde{\Xi}^0$	0	−1	+2	$\frac{1}{2}$
$1{,}6 \cdot 10^{-10}$	$\Xi^- \to \Lambda + \pi^-$	$\tilde{\Xi}^+$	+1	−1	+2	$\frac{1}{2}$
$0{,}8 \cdot 10^{-10}$	$\Omega \to \Lambda + K^- + K^0$	$\tilde{\Omega}^+$	+1	−1	+3	$\frac{3}{2}$

Interacțiunile tari se exercită între nucleoni, mezoni, hiperoni. Particulele care interacționează tare se mai numesc și *hadroni*. Timpul mediu de viață al sistemelor care se dezintegrează prin interacțiuni tari este de ordinul $10^{-23} \div 10^{-22}$ s. Interacțiunile electromagnetice se exercită între toate particulele încărcate. Timpul mediu de viață al sistemului care se dezintegrează electromagnetic este de $10^{-20} \div 10^{-16}$ s.

Interacțiunile slabe sînt interacțiunile în care intervin leptoni (cum este dezintegrarea β). Timpul mediu de viață al sistemelor care se dezintegrează prin interacțiuni slabe este mai lung de 10^{-10} s.

Legi de conservare. Interacțiunile dintre particulele elementare satisfac o serie de legi de conservare. Există legi de conservare generale, care sînt valabile pentru orice fel de interacțiune din cele trei tipuri indicate mai sus: conservarea energiei totale relativiste, a impulsului, a momentului cinetic, a sarcinii electrice și barionice.

Există legi de conservare valabile numai în anumite tipuri de interacțiuni. De exemplu, în interacțiunile tari se conservă stranietatea, pe cînd în interacțiunile slabe nu se conservă.

Deși fizica modernă a răspuns la foarte multe întrebări în legătură cu structura materiei, a descoperit o serie de particule noi și a reușit să măsoare mase, intervale de timp și dimensiuni foarte mici, ea nu poate da încă un răspuns la întrebarea dacă particulele considerate azi elementare nu se mai pot desface.

Probleme

1. Să se arate că densitatea materiei nucleare este aceeași pentru toate nucleele și să se evalueze această densitate.

R: $1{,}3 \cdot 10^{17}$ kg/m.

2. Ce energie cinetică trebuie să aibă protonii într-o experiență de împrăștiere pe nucleele de aur punctiforme pentru a ajunge pînă la distanța de 10^{-15} m de centrul nucleului?

R: 113,7 MeV.

3. Este această energie suficientă pentru a depăși înălțimea barierei electrostatice?

R: Da, înălțimea barierei electrostatice este de 11,4 MeV.

4. Cît este de mare raza nucleului de aur?

R: $8{,}45 \cdot 10^{-15}$.

5. Care este raza traiectoriei unui proton care se mișcă cu viteza de $5 \cdot 10^8$ cm/s într-un cîmp magnetic omogen cu inducția 1 T?

R: 5,2 cm.

6. Într-un spectrograf cu cîmp magnetic transversal se cere ca separarea între cele două linii ale izotopilor ^{37}Cl și ^{35}Cl să fie de 5 cm. Tensiunea de accelerare a ionilor este de 1000 V. Care trebuie să fie valoarea inducției cîmpului magnetic pentru a obține această separare?

R: $B = 3 \cdot 10^{-2}$ T.

7. Calculați energia de legătură a nucleelor ^3_1H, ^9_4Be, $^{10}_5B$, și energia lor medie pe nucleon. Utilizați masele atomice din tabelul 4.1.

R: $W_{leg}^{^3H} = 8{,}48$ MeV; $B^{^3H} = 2{,}83$ MeV/nucleon.

$W_{leg}^{^9Be} = 58{,}13$ MeV; $B^{^9Be} = 6{,}46$ MeV/nucleon.

$W_{leg}^{^{10}B} = 64{,}71$ MeV; $B^{^{10}B} = 6{,}47$ MeV/nucleon.

8. Care este energia necesară ruperii nucleului $^{16}_8O$ în patru particule α?

R: 14,43 MeV.

9. Ce energie au fotonii γ obținuți din reacția de captură a neutronilor lenți de către nucleele de $^{59}_{27}Co$?

$$^{59}_{27}Co + ^1_0n \rightarrow ^{60}_{27}Co + \gamma$$

R: 7,49 MeV.

10. Calculați energiile de legătură ale unui neutron și ale unei particule α în nucleul de $^{21}_{10}Ne$.

Rezolvare

$$^{21}_{10}Ne \rightarrow ^1_0n + ^{20}_{10}Ne$$

$$W_{leg} = (1{,}008665 + 19{,}99244 - 20{,}993849) \cdot 931{,}5 = 6{,}76 \text{ MeV}$$

$$^{21}_{10}Ne \rightarrow ^4_2\alpha + ^{17}_8O$$

$$W_{leg} = (4{,}002604 + 16{,}999133 - 20{,}993849) \cdot 931{,}5 = 7{,}34 \text{ MeV}$$

11. Utilizînd legile de conservare a numărului de nucleoni și a sarcinii, precizați natura nucleului rezidual în următoarele reacții nucleare:

$^{17}_7N\,(p, \alpha)\,Y$ $\qquad$ $^7_3Li\,(n, \gamma)\,Y$

$^{27}_{13}Al\,(\alpha, p)\,Y$ $\qquad$ $^{31}_{15}P\,(n, \gamma)Y$

$^{24}_{12}Mg\,(d, p)\,Y$

12. Calculați energia de reacție în reacțiile următoare:

$$^{12}_6C + ^4_2He \rightarrow ^{16}_8O + \gamma$$

$$\rightarrow ^{15}_8O + ^1_0n$$

$$\rightarrow ^{14}_7N + ^2_1H$$

Care dintre aceste reacții sînt exoenergetice? Calculați energia de prag pentru reacțiile endoenergetice. Este această energie suficientă pentru a depăși bariera electrostatică?

Rezolvare

1) $^{12}_{6}C + {}^{4}_{2}He \approx {}^{16}_{8}O + \gamma$ $\quad Q = 7,16$ MeV reacție exoenergetică

2) $^{12}_{6}C + {}^{4}_{2}He \approx {}^{15}_{8}O + {}^{1}_{0}n$ $\quad Q = -8,50$ MeV reacție endoenergetică

Energia de prag $E_c^{He} = \dfrac{4+12}{12}|Q| = 11,34$ MeV

3) $^{12}_{6}C + {}^{4}_{2}He \rightarrow {}^{14}_{7}N + {}^{2}_{1}H$ $\quad Q = -13,57$ MeV reacție endoenergetică.

Energia de prag $E_c^{He} = \dfrac{4+12}{12}|Q| = 18,09$ MeV.

Înălțimea barierei electrostatice este:

$$C = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{4\pi\varepsilon_0 (R_1 + R_2)} = 9 \cdot 10^9 \frac{2 \cdot 6 (1,6 \cdot 10^{-19})^2}{(12^{1/3} + 4^{1/3}) \cdot 1,45 \cdot 10^{-15} \cdot 1,6 \cdot 10^{-19}}$$

$C = 3,071$ MeV.

Deci energiile de prag sînt suficiente pentru a produce reacțiile 2) și 3).

13. Să se găsească energia de excitare a nucleului ^{207}Pb care apare la captura unui neutron lent de către nucleul ^{206}Pb (fig. 4.25).

Rezolvare

$$(205,97446 + 1,008665 + 206,97589) \cdot 931,5 = 6,74 \text{ MeV}$$

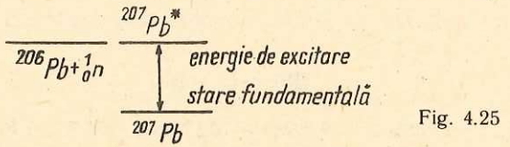


Fig. 4.25

14. Calculați energia cinetică a protonului emis din reacția

$$^{24}_{12}Mg \ (\alpha, p) \ ^{27}_{13}Al$$

sub un unghi de 90° față de direcția particulei α. Energia particulei este de 5,4 MeV.

R: $W = -1,59$ MeV; $E_c^p = \left[Q + \left(1 - \dfrac{m_a}{m_Y}\right) E_a\right] : \left(1 + \dfrac{m_b}{m_Y}\right) = 2,90$ MeV.

15. Să se calculeze energia cinetică a particulelor α emise de nucleul de $^{226}_{88}$Ra. Nucleul de $^{226}_{88}$Ra se dezintegrează în stare de repaus

$$^{226}_{88}Ra \rightarrow {}^{4}_{2}He + {}^{222}_{86}Rn$$

Rezolvare

$$Q = (226,02536 - 4,002604 - 222,01753) \cdot 931,5 = 4,86 \text{ MeV}$$

Deci $^{4}_{2}$He și $^{222}_{86}$Rn sînt emise la 180° pentru conservarea impulsului

$$\sqrt{2 \cdot m_{He} E_c^{He}} = \sqrt{2 \cdot m_{Rn} \cdot E_c^{Rn}}$$

$$E_c^{He} + E_{Rn} = Q$$

$$2 m_{He} E_c^{He} = 2 m_{Rn} \cdot (Q - E_c^{He})$$

$$E_c^{He} = \frac{m_{Rn}}{m_{He} + m_{Rn}} Q = 4,77 \text{ MeV}.$$

16. Care este înălțimea barierei electrostatice de potențial pentru emisia particulelor de către nucleul de $^{226}_{88}$Ra? Comparînd acest rezultat cu cel din problema precedentă, ce concluzie trageți asupra stării de stabilitate a nucleului de $^{226}_{88}$Ra?

R: $C = 22,79$ MeV.

17. După cîte zile activitatea unui preparat de radon scade la 1/8 din activitatea inițială? Timpul de înjumătățire al radonului este de 3,825 zile.

Rezolvare

Activitatea unei surse radioactive este numărul de nuclee care se dezintegrează în unitatea de timp. Ea se notează cu Λ, deci $\Lambda = \lambda N$. Activitatea variază în timp ca N, numărul de nuclee active: $\Lambda = \Lambda_0 e^{-\lambda t}$; $dN/dt = d/dt\,(N_0 e^{-\lambda t}) = -\lambda N_0 e^{-\lambda t} = -\lambda N$. Activitatea scade de 8 ori după $3\ T_{\frac{1}{2}} = 11,47$ zile.

18. Care este constanta radioactivă a radonului știind că timpul său de înjumătățire este de $T_{\frac{1}{2}} = 3,825$ zile.

R: $\lambda = 2,1 \cdot 10^{-6}\ s^{-1}$.

19. Calculați și comparați activitățile inițiale a cîte unui gram de ^{238}U, ^{226}Ra și ^{222}Rn în stare pură. Se dau valorile timpului de înjumătățire: $T_U = 4,55\ 10^9$ ani; $T_{Ra} = 1\,650$ ani; $T_{Rn} = 3,825$ zile.

Rezolvare

$\Lambda = \lambda N$; $N = \dfrac{N_{Av} \cdot m}{A}$ unde N_{Av} este numărul lui Avogadro, A — numărul de masă, m — masa probei

$$\lambda = \ln 2 / T_{\frac{1}{2}} = 0,693 / T_{\frac{1}{2}}$$

$$A_U = 1,21 \cdot 10^4 \text{ dez/s} \quad \Lambda_{Ra} = 3,6 \cdot 10^{10} \text{ dez/s} \quad \Lambda_{Rn} = 5,7 \cdot 10^{15} \text{ dez/s}.$$

20. Nucleul de $^{32}_{15}$P suferă o dezintegrare β^- care conduce la nucleul derivat, în stare fundamentală. Să se determine energia cinetică maximă a electronilor emiși și energia cinetică corespunzătoare a nucleului de recul. Se utilizează masele atomice din tabel.

Rezolvare

Reacția se scrie:

$$^{32}_{15}P \rightarrow e^- + \tilde{\nu} + {}^{32}_{16}S.$$

Din tabelul 4.1 se iau masele atomice:

$$M_{32_P} = 31,973908; \quad M_{32_S} = 31,972074 \text{ u}$$

$$Q = [31,973908 - (31,972074 + m_e)] \cdot 931,5 = 1,707 \text{ MeV}.$$

Din conservarea impulsului și energiei cinetice în stare finală rezultă:

$$E_e = \frac{M_{32_S}}{m_e + M_{32_S}} Q = 1,707 \text{ MeV}; \qquad E_{32_S} = \frac{m_e}{m_e + M_{32_S}} Q = 29 \text{ eV}.$$

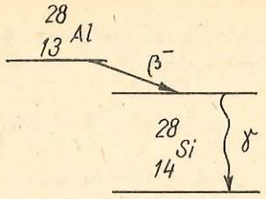


Fig. 4.26.

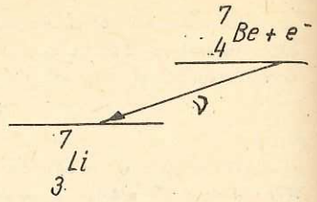


Fig. 4.27.

21. Să se calculeze energia fotonilor γ care însoțesc dezintegrarea β^- a nucleelor de $^{28}_{13}$Al (fig. 4.26). Energia maximă a electronilor emiși în dezintegrarea β^- este de 2,86 MeV. Masele de repaus ale nucleelor de $^{28}_{13}$Al și $^{28}_{14}$Si se iau din tabelul 4.1.

R: $E_\gamma = 1{,}78$ MeV.

22. Neutronul se dezintegrează β după reacția:

$$^1_0n \rightarrow {}^1_1p + e^- + \tilde{\nu}.$$

Constanta de dezintegrare este $\lambda = 1{,}09 \cdot 10^{-3}\ s^{-1}$.
Să se calculeze energia maximă a electronilor și timpul de înjumătățire.

R: $E_e^{max} = 0{,}782$ MeV; $T_{\frac{1}{2}} = 636$ s.

23. Nucleul $^7_4$Be se transformă prin procesul de captură electronică în nucleul de $^7_3$Li conform schemei (fig. 4.27).

$$^7_4\text{Be} + e^- \rightarrow {}^7_3\text{Li} + \nu.$$

Să se calculeze energia neutrinului emis în acest proces. Se utilizează masele atomice date în tabelul 4.1. (pag. 176).

R: $Q = 0{,}862$ MeV; $E_\nu \cong Q$.

24. Ce sarcină totală (în valoare absolută) produce în aer o particulă α emisă de $^{226}_{88}$Ra cu energia cinetică de 4,76 MeV? Energia necesară formării unei perechi ion — electron în aer este de 32 eV.

R: $N_{per.\ ioni} = 1{,}5\ 10^5$; $Q = 2{,}4 \cdot 10^{-14}$ C.

25. Radiația γ cu energia de 0,662 MeV are coeficientul de atenuare liniară în plumb $\mu = 1{,}16\ cm^{-1}$. Ce grosime trebuie să aibă stratul de plumb pentru a micșora de 8 ori intensitatea fasciculului?

Rezolvare

$$\frac{I(x)}{I(0)} = e^{-\mu x} = \frac{1}{8}$$

$$x = \frac{3 \cdot \ln 2}{\mu} = \frac{3 \cdot 0{,}693}{1{,}16} = 1{,}79\ \text{cm}.$$

26. Cîte grosimi de înjumătățire sînt necesare pentru a atenua intensitatea unui fascicul de radiații gamma de 8 ori?

R: $\frac{I(x)}{I(0)} = \frac{1}{8} = \frac{1}{2^q}$; $q = 3$.

27. Să se verifice legile de conservare a sarcinii, sarcinii barionice și sarcinii stranii, în următoarele reacții:

1) $p + {}^3_1\text{H} \rightarrow {}^3_2\text{He} + \pi^\circ$

2) $p + {}^{10}_5\text{B} \rightarrow {}^{11}_5\text{B} + \pi^+$

3) $p + \pi^- \rightarrow \Sigma^- + K^+$

Rezolvare

1) $p + {}^3_1\text{H} \rightarrow {}^3_2\text{He} + \pi^\circ$

	p	$^2_1$H	$^3_2$He	π°	
Q:	+1	+1	+2	0;	$Q = 1 + 1 - 2 = 0$
B:	+1	+2	+3	0;	$B = 1 + 2 - 3 = 0$
S:	0	0	0	0;	$S = 0 + 0 - 0 - 0 = 0$

28. Un proton și un electron cu energia cinetică de 10 MeV se mișcă în cîmp magnetic uniform transversal cu inducția de 1 T. Să se determine perioada de rotație.

Rezolvare

În cazul protonului energia cinetică este mică în raport cu energia de repaus și perioada de rotație va fi independentă de energia cinetică:

$$T_p = \frac{2\pi m}{q \cdot B} = 6{,}55 \cdot 10^{-8}\ \text{s}.$$

În cazul electronului energia cinetică este mare în raport cu energia de repaus și masa variază cu viteza după relația:

$$m = \frac{m_0}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} = \frac{1}{c^2}(E_c + m_0c^2)$$

$$T_{el} = \frac{2\pi}{c^2} \cdot \frac{(E_c + m_0c^2)}{qB} = 7{,}3 \cdot 10^{-10}\ \text{s}.$$

29. Într-un ciclotron se accelerează protoni, deuteroni și particule α. Raza maximă este de 50 cm. Cîmpul magnetic este de 1 T. Să se determine energia cinetică maximă la care se accelerează aceste particule.

Rezolvare

$$E_{max} = \frac{R^2_{max} q^2 B^2}{2m}$$

$$E^{protoni}_{max} = \frac{(0{,}5 \cdot 1{,}6 \cdot 10^{-19})^2}{2 \cdot 1{,}67 \cdot 10^{-27}} = 0{,}19 \cdot 10^{-11}\ \text{J} = 12\ \text{MeV}$$

$$E^{\alpha}_{max} = E^{protoni}_{max} = 12\ \text{MeV}$$

$$E^{deuteroni}_{max} = \frac{1}{2} \cdot E^{protoni}_{max} = 6\ \text{MeV}.$$

30. La ce valoare a energiei cinetice a protonilor perioada de rotație se modifică cu 1% față de perioada de rotație în cazul nerelativist?

Rezolvare

$$T = \frac{2\pi(E + m_0 c^2)}{c^2 q B}$$

$$\Delta T = \frac{2\pi E}{c^2 q B}; \quad \Delta T/T = \frac{E}{E + m_0 c^2} = 0{,}01$$

$$E = 0{,}0101\ m_p c^2 = 9{,}47\ \text{MeV}$$

V. ELEMENTE DE FIZICA PLASMEI

1. EXCITAREA ȘI IONIZAREA GAZELOR

1.1. EXCITAREA GAZELOR

Termenul de gaz excitat este atribuit gazului care conține atomi excitați sau molecule excitate. După cum se știe, pentru excitare este necesar ca atomul sau molecula să primească o exergie corespunzătoare E_{ex} în scopul aducerii unuia din electronii periferici de pe nivelul fundamental W_0 pe nivelul de excitare W, conform relației:

$$E_{ex} = W - W_0. \tag{5.1}$$

Aceasta este energia de excitare. În cazul bombardării unui gaz cu electroni accelerați, energia de excitare este preluată de la energia cinetică a electronului incident. Dacă electronul, aflat inițial în repaus, a fost accelerat într-un cîmp electric la o diferență de potențial U, atunci

$$E_{ex} = W - W_0 = eU. \tag{5.2}$$

În general, atomul rămîne foarte puțin timp pe nivelul de excitare, cam 10^{-8} s, după care el revine pe nivelul fundamental, sau pe alte nivele intermediare, emițînd energia sa de excitare sub formă de cuantă de energie electromagnetică (fotoni). Dacă frecvența fotonilor este din domeniul vizibil ($7{,}5 \cdot 10^{14}$ Hz — $3{,}5 \cdot 10^{14}$ Hz), atunci gazul excitat va fi luminos. Dacă acești fotoni sînt din domeniul infraroșu sau ultraviolet, ei nu vor produce senzația vizuală. Nivelele de excitare cu o durată mult mai mare de 10^{-8} s se numesc *nivele metastabile*.

Cel mai simplu exemplu de gaz excitat este flacăra (lumînare, chibrit, bec Bunsen etc.). Flacăra apare în urma unor reacții chimice exoterme, energia eliberată în procesele chimice duce la încălzirea gazului. Ca urmare, energia de agitație termică a particulelor care se ciocnesc poate fi îndeajuns de mare pentru a le excita. În flacără se produce astfel *excitarea termică* a gazului, energia de excitare fiind luată din energia cinetică a parti-

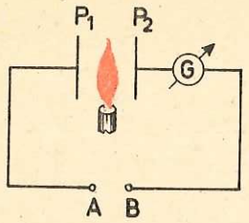


Fig. 5.1. Punerea în evidență a ionizării aerului din flacără.

culelor neutre aflate în mișcare haotică de agitație termică.

Un alt exemplu de gaz excitat ni-l oferă tuburile cu descărcări electrice în gaze (vezi mai jos). În aceste tuburi majoritatea excitărilor sînt produse prin ciocniri electronice: particulele neutre sînt excitate pe seama energiei cinetice a electronilor din gazul ionizat, accelerați în cîmpul electric existent în tub.

1.2. IONIZAREA GAZELOR

Să facem următoarea experiență: două plăci metalice P_1 și P_2, distanțate cu 2—3 cm între ele, sînt legate la bornele A și B ale unei surse de tensiune continuă (300—400 V), prin galvanometrul G (fig. 5.1). Introducînd o flacără între plăci (un bec Bunsen, de exemplu), galvanometrul va indica un mic curent. Cum explicăm fenomenul? În condiții normale, stratul de aer dintre plăci nu conține particule libere purtătoare de sarcini electrice (sau, dacă sînt, numărul lor este atît de mic, încît galvanometrul nu „simte" trecerea vreunui curent electric). În prezența flăcării, apariția unui curent măsurabil ne demonstrează că în interiorul flăcării se află particule încărcate electric. Acestea, antrenate de cîmpul electric către plăcile P_1 și P_2, determină apariția unui curent electric în circuit. Așadar, într-o flacără se găsesc atît particule neutre (excitate sau nu), cît și particule ionizate (pozitive și negative). În urma ionizării, gazul devine bun conducător electric. În acest caz, energia de ionizare, precum și cea de excitare, se datorește agitației termice a gazului. În cazul descărcărilor electrice în gaze, ionizările se produc îndeosebi prin *ciocniri electronice*.

2. DESCĂRCĂRI ELECTRICE ÎN GAZE

Definiția descărcării electrice în gaze. Prin descărcare electrică în gaze se înțelege trecerea curentului electric prin gazul ionizat. Dacă gazul nu este ionizat atunci nu poate apărea un curent electric continuu în cazul în care gazul este supus unui cîmp electric constant, deoarece cîmpul electric nu poate pune în mișcare dirijată particulele neutre.

2.1. STRĂPUNGEREA GAZELOR LA PRESIUNEA ATMOSFERICĂ. SCÎNTEIA ELECTRICĂ

Să montăm în locul plăcilor din figura 5.1, doi electrozi metalici ascuțiți, iar la bornele A și B să aducem o sursă de înaltă tensiune, S, cum ar fi o bobină de inducție sau o mașină electrostatică (fig. 5.2). Ca instrument de măsură a curentului, vom folosi un miliampermetru care să reziste la tensiuni înalte, de ordinul zecilor de kV. Se mai înseriază în circuit un rezistor cu rezistența R de ordinul zecilor de kΩ și curenți admisibili pînă la 1 mA. În cazul distanțelor dintre vîrfuri mai mici decît o anumită valoare, în spațiul dintre electrozi apar *scîntei*. Miliampermetrul indică un curent mediu, ceea ce înseamnă că aerul dintre electrozi a devenit conductor, deși nu am folosit o flacără (ca în experiența precedentă). În experiența de față însă, tensiunea este mult mai mare, de ordinul 10^4V, iar cîmpul electrostatic din vecinătatea vîrfurilor este mult mai intens față de cazul în care electrozii ar avea suprafețe plane.

Pentru a explica fenomenele observate, trebuie mai întîi să ținem seama de faptul că aerul atmosferic nu este un izolator perfect, adică, lipsit complet de particule ionizate. *Radiația cosmică, radioactivitatea pămîntului, elementele radioactive din atmosferă* produc o permanentă ionizare a lui. Viteza de ionizare naturală a aerului la suprafața pămîntului este de aproximativ 4—10 ionizări/secundă într-un cm³. Această ionizare întreține o concentrație de aproximativ 500—1 100 ioni pozitivi/cm³ și 400—850 ioni negativi/cm³. Ca urmare, conductivitatea aerului este de ordinul $10^{-14} \cdot \Omega^{-1} \cdot m^{-1}$ (cuprul are $10^8 \Omega^{-1} \cdot m^{-1}$). Intensitățile curenților produși de aceste sarcini sînt atît de mici, încît nu pot fi puse în evidență nici de cele mai sensibile galvanometre. De exemplu, între două plăci plan-paralele, de arie 1 cm², situate la distanța de 1 cm, chiar la tensiunea de 10 000 V se obține un curent doar de 10^{-12} A. Și totuși, în experiența descrisă în figura 5.2 se obțin intensități cel puțin de ordinul fracțiunilor de mA. Explicația este următoarea: la o tensiune destul de mare, cîmpul electric (mai ales lîngă vîrfuri) poate deveni atît de intens, încît electronii, accelerați în acest timp, pot căpăta energii cinetice destul de mari pentru a produce ionizarea gazului prin ciocniri electronice. Conductivitatea aerului dintre electrozi crește brusc, stabilindu-se un curent electric cu cîteva ordine de mărime mai intens decît în absența ionizării. Fenomenul se numește *străpungerea electrică a gazului* sau *aprinderea descărcării*, iar tensiunea dintre electrozi în momentul străpungerii — *tensiune de străpungere* sau *tensiune de aprindere* a descărcă-

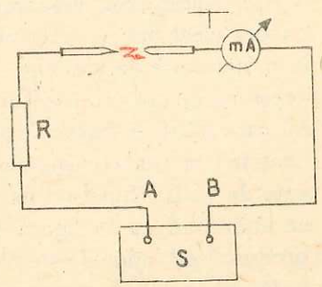


Fig. 5.2. Străpungerea aerului la presiunea atmosferică.

rii electrice (din cauza apariției fenomenelor luminoase). Uneori se mai folosește și termenul de potențial disruptiv sau potențial de explozie (din cauza naturii explozive a fenomenului, însoțit și de pocnetul caracteristic). Distanța dintre electrozi, corespunzătoare străpungerii, se numește *distanță de străpungere*. Menționăm că, dacă distanța dintre electrozi este prea mare, străpungerea aerului se poate produce în interiorul miliampermetrului, deteriorîndu-l.

De ce în această experiență, după aprindere, curentul format nu durează mult, ci doar fracțiuni de μs? Deoarece, rezistența spațiului de descărcare devenind brusc foarte mică, iar sursa S fiind de mică putere, tensiunea la borne scade brusc pînă la valori insuficiente pentru menținerea ionizării și descărcarea se stinge. Va trebui să treacă un timp pînă ce se va reface diferența de potențial necesară străpungerii. În cazul bobinei de inducție, acest timp este timpul de reîncărcare a condensatorului ei. Această formă de descărcare intermitentă, la presiunea atmosferică, alimentată de o sursă de putere insuficientă pentru menținerea curentului stabilit după străpungere, se numește *descărcare în scînteie* sau *scînteie electrică*.

Descărcarea în scînteie (planșa a II-a) este un microechivalent de laborator al fulgerului din natură. Primele scîntei alimentate de electrizarea naturală a norilor au fost produse de B. Franklin în 1751, în experiențele sale periculoase, cu fire metalice suspendate de un smeu ce pătrundea pînă în norul încărcat. Primele scîntei electrice de laborator fuseseră însă realizate pe la jumătatea secolului XVII de Otto Guericke cu o mașină electrostatică avînd sfera din sulf.

La presiuni mai joase decît presiunea atmosferică, intensitățile curenților pot fi mai mici și descărcările pot fi menținute mai mult timp.

2.2. STRĂPUNGEREA GAZELOR LA JOASĂ PRESIUNE. DESCĂRCAREA LUMINESCENTĂ

a) **Aprinderea descărcării în gaze rarefiate.** Să luăm un tub de sticlă cu doi electrozi de fier, plan-paraleli, la 10 cm unul de altul; să-l montăm la o instalație de vid (fig. 5.3) și, deschizînd robinetul Z, să-l vidăm pînă la o presiune de ordinul 0,1 Torr. Apoi realizăm montajul electric, ca în figura 5.3, în care sursa S poate fi un redresor de aproximativ 1 500 V și 5—10 mA. Crescînd treptat tensiunea redresorului, descărcarea se va aprinde la cîteva sute de volți. Repetînd experiența pentru diferite presiuni, se obține o curbă cu un minim, ca în figura 5.4. În abscisă s-a luat, așa cum se obișnuiește, produsul pd, unde d este distanța dintre electrozi, iar p presiunea și în ordonată, tensiunea de străpungere U_{str}. Astfel de diagrame se numesc curbe Paschen. Aerul poate fi străpuns și la tensiuni destul de mici, de ordinul

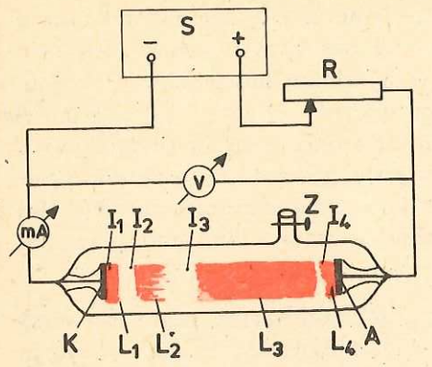


Fig. 5.3. Descărcarea luminescentă în curent continuu.

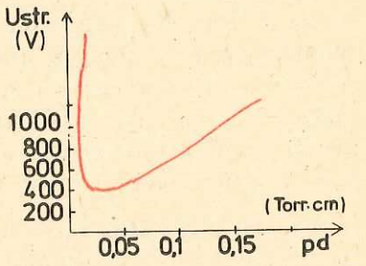


Fig. 5.4. Curba Paschen în aer, cu electrozi de fier.

cîtorva sute de volți. Cea mai mică tensiune de străpungere a aerului este de aproximativ 350 V (între electrozi plan-paraleli din fier).

b) **Descărcarea luminescentă.** După străpungere, se instalează un curent de ordinul miliamperilor, depinzînd de valoarea rezistenței R (fig. 5.3). Cum prin tub trece acum un curent, tensiunea la bornele lui scade de la valoarea tensiunii de străpungere (U_{str}) la o valoare nouă, numită *tensiune de ardere* a descărcării. Totodată apare și o serie de zone luminoase de-a lungul tubului; din acest motiv, descărcarea se mai numește și *descărcare luminescentă*. În principal, sînt patru zone luminoase și patru întunecoase. Începînd de la catod (K) spre anod (A), ele se succed astfel (fig. 5.3): în imediata vecinătate a catodului se află o pojghiță luminoasă numită *lumină catodică* (L_1) separată de catod printr-un spațiu neluminos foarte îngust, care de regulă, nu se vede cu ochiul liber, numit *spațiul întunecos Aston* (I_1); urmează apoi, în ordine, *spațiul întunecos catodic* (I_2) (sau spațiul Crookes), *lumina negativă* (L_2), *spațiul întunecos Faraday* (I_3), *coloana pozitivă* (L_3), *spațiul întunecos anodic* (I_4) și *lumina anodică* (L_4).

Zona în care cîmpul electric este cel mai intens este spațiul întunecos catodic (I_2). De aceea, ionii care vin de la marginea luminii negative și electronii care vin din suprafața catodului vor fi puternic accelerați în acest spațiu.

Spațiile întunecoase, în general, nu conțin atomi excitați sau conțin foarte puțini (de aceea ele apar total sau parțial întunecoase). În zonele luminoase, ionii și electronii au, practic, o mișcare haotică, de agitație termică. Ele sînt foarte bogate în atomi excitați, care prin dezexcitare emit fotoni luminoși.

c) **Mecanismul descărcării** este, în linii mari următorul: ionii pozitivi care intră din lumina negativă în spațiul întunecos catodic sînt accelerați de cîmpul intens din acest spațiu și, căzînd pe catod, extrag din suprafața

lui electroni. Aceştia vor fi accelerați, la rîndul lor, de cîmpul din spațiul întunecos, însă în sens invers, spre lumina negativă. Datorită accelerării în cîmp, energia cinetică a fiecărui ion ia o valoare suficientă pentru ionizarea şi excitarea gazului din zona luminii negative. O parte din ionii astfel produşi ajung la catod de unde extrag noi electroni care, la rîndul lor, vor produce noi ionizări în lumina negativă şi astfel descărcarea se autoîntreține datorită fenomenelor din lumina negativă şi spațiul întunecos catodic. Mai există şi alți factori care contribuie la emisia electronică din catod, şi anume: atomi neutri rapizi, fotoni ultravioleți, atomi metastabili.

d) **Raze catodice, raze canal.** Descărcarea luminescentă poate fi o sursă de electroni şi ioni pozitivi accelerați. Astfel, dacă facem un mic orificiu în anod şi apropiem anodul pînă la marginea dinspre catod a luminii negative, prin orificiu vor trece electroni puternic accelerați în cîmpul din spațiul întunecos catodic. Aceste fascicule de electroni au fost numite *raze catodice*, pentru că provin de la catod. Spațiul întunecos catodic se comportă deci ca un tun electronic, sursa de electroni fiind suprafața catodului. Tuburile de descărcare ale căror dimensiuni sînt de ordinul grosimii spațiului întunecos catodic şi în care presiunea este 10^{-2}—10^{-3} Torr se numesc tuburi Crookes (2.1 cap. I). Tensiunile aplicate acestor tuburi sînt de ordinul 10^4 V.

Dacă se face un orificiu în catodul tubului, prin acest orificiu vor trece ionii pozitivi proveniți din lumina negativă şi care au fost accelerați în spațiul întunecos catodic. Aceste fascicule de ioni pozitivi se numesc *raze canal* sau raze pozitive (2.1 cap. I). Spațiul întunecos catodic se aseamănă deci şi cu un tun de particule grele încărcare pozitiv; sursa acestor ioni pozitivi este lumina negativă. Razele canal au fost descoperite în 1886 de Goldstein.

2.3. ARCUL ELECTRIC (DESCĂRCAREA ÎN ARC)

Arcul electric se poate obține relativ uşor între electrozi de cărbune (fig. 5.5). Sursa S trebuie să debiteze curenți de cel puțin 10—15 A, iar tensiunea ei electromotoare să fie de cel puțin 250—300 V (tensiune continuă sau alternativă). Se poate folosi în acest scop un transformator de sudură. Rezistența limitatoare R poate fi realizată cu un reostat de cîțiva ohmi şi 15—20 A. Se aplică la început o tensiune de 150—200 V. Se apropie electrozii de cărbune pînă la contact, apoi se îndepărtează uşor. La ruperea contactului, va apărea o descărcare electrică foarte strălucitoare şi foarte fierbinte, numită *arc electric*. Curentul de descărcare este mult mai mare decît la descărcarea luminescentă de joasă presiune, şi anume, el este de cel puțin 10 A. Imediat după aprindere, tensiunea între electrozi scade la cîțiva volți (deci este mult mai mică decît la descărcarea luminescentă). Mărind tensiunea sursei S, intensitatea curentului, strălucirea şi temperatura arcului cresc.

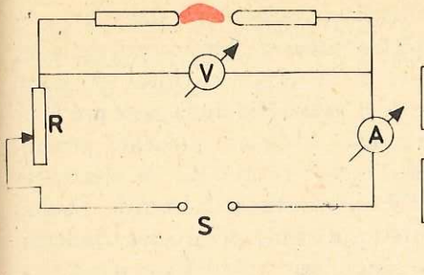


Fig. 5.5. Schema electrică a descărcării în arc.

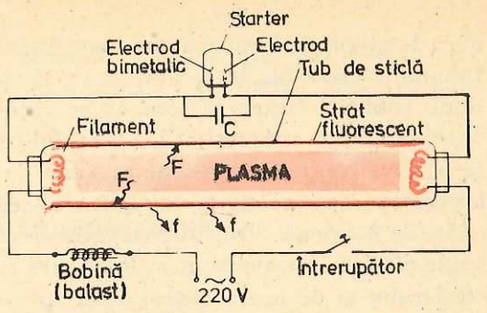


Fig. 5.6. Lampa fluorescentă; schema electrică. C — este un condensator de atenuare a perturbațiilor radiofonice; F — fotonii ultravioleți, f — fotonii în vizibil.

Datorită strălucirii sale, arcul electric este folosit ca sursă de lumină la iluminatul public, la construcția proiectoarelor şi în spectroscopie. Datorită temperaturii mari pe care o dezvoltă (peste 3 000—4 000 K), el este folosit la sudură (sudura electrică) şi la topirea metalelor (cuptoare cu arc electric).

2.4. LĂMPI FLUORESCENTE CU DESCĂRCĂRI ÎN GAZE

a) **Lămpi fluorescente de joasă presiune.** Lampa constă dintr-un tub de sticlă transparentă, al cărui perete interior este căptuşit cu un strat de pulbere fluorescentă (fig. 5.6). Tubul conține argon la o presiune de 3—4 Torr şi o picătură (cîteva miligrame) de mercur. La temperatura camerei, presiunea vaporilor saturanți ai mercurului este foarte mică. De aceea, la început, descărcarea se aprinde în argon (acesta este rolul argonului). Astfel, temperatura gazului creşte, ceea ce duce la evaporarea mercurului şi suprapunerea descărcării în vapori de mercur peste cea în argon. După scurt timp, descărcarea în vapori din mercur devine dominantă. Fotonii ultravioleți F (vezi figura) emişi de atomii de mercur excită substanța fluorescentă care, prin dezexcitare (în trepte), emite fotoni de radiație vizibilă f.

Cele mai utilizate substanțe fluorescente sînt: pentru culoarea albă — wolframații de calciu şi magneziu şi halogenofosfații (fosfați de fluor, clor, brom), pentru culoarea roşie — boratul de cadmiu, pentru culoarea verde silicatul de zinc, iar pentru galben-portocaliu — silicatul de calciu.

Mecanismul de aprindere a descărcării este următorul: La închiderea întrerupătorului (vezi fig. 5.6) tensiunea de 220 V determină descărcarea între cei doi electrozi ai starterului (umplut cu neon sau argon). Datorită încălzirii, lama bimetalică se dilată şi face contact cu celălalt electrod, ceea ce

duce la stabilirea unui curent mare care încălzește cele două filamente ale tubului fluorescent. Între timp, însă, în starter, deoarece descărcarea s-a stins după contact, lampa bimetalică se răcește și întrerupe circuitul. Această variație bruscă a intensității curentului de la o valoare mare la zero produce la bornele bobinei o tensiune maximă de 1 000—2 000 V, suficientă pentru aprinderea descărcării în tubul fluorescent, aprindere ajutată de electronii emiși de filamente. După aprinderea descărcării, tensiunea la bornele tubului scade pînă la „tensiunea de ardere" care este insuficientă pentru reaprinderea starterului și de aceea curentul va trece numai prin tubul fluorescent, iar filamentele vor fi reci.

Randamentul luminos al lămpilor fluorescente este de peste 20%, adică peste 20% din energia electrică consumată este transformată în energie a radiației vizibile. Randamentul luminos al becurilor cu incandescență este doar de 3—4%. Eficacitatea luminoasă a lămpilor fluorescente este de 50—70 lm/W. Un bec cu incandescență de 60 W transformă cel mult 3,4 W în putere a radiației luminoase, iar restul de aproximativ 56,6 W se transformă în putere calorică. Lămpile fluorescente dau foarte puține radiații infraroșii (calorice) de aceea lumina emisă de ele se numește *lumină rece*. Durata de funcționare a lămpilor fluorescente este de peste 7 000 ore, în timp ce pentru becurile cu incandescență ea este doar de 600—700 ore.

b) **Lămpi cu vapori de mercur de înaltă presiune.** La aceste lămpi descărcarea electrică are loc într-un tubuleț de cuarț de 4—5 cm lungime. Ea se produce tot în vapori de mercur (fiind amorsată cu argon) dar în timpul funcționării presiunea vaporilor crește pînă la cîteva atmosfere. Presiunea mare duce la îmbogățirea spectrului cu radiații vizibile încît el devine aproape un spectru continuu. Tubul de cuarț se află într-un balon de sticlă (clară sau mată) care are rolul de a uniformiza pierderile termice și de a reține radiațiile ultraviolete, dăunătoare vederii (cuarțul este transparent pentru aceste radiații). Pentru aprindere se folosesc doi electrozi auxiliari așezați lîngă electrozii principali (fig. 5.7).

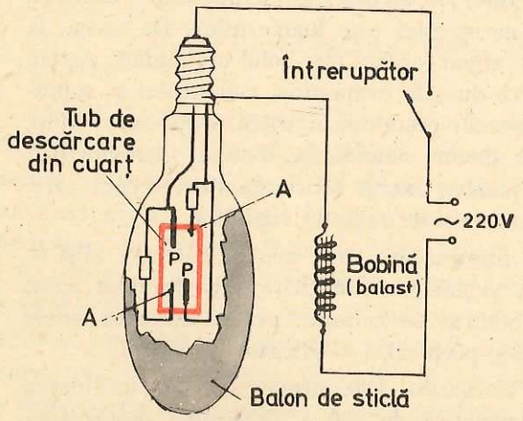


Fig. 5.7. Lampă cu vapori de mercur la presiune înaltă. *P* — electrozi principali; *A* — electrozi auxiliari.

Poziția de funcționare a lămpii este cea verticală, cu soclul în sus (sau sub unghiuri mai mici de 45 grade).

Radiațiile descărcării din tubul de cuarț sînt sărace în culoarea roșie. De aceea, unele baloane au peretele interior acoperit cu substanțe fluorescente care emit radiații roșii cînd sînt excitate în ultraviolet, apropiind astfel spectrul lămpii de lumina albă.

3. PLASMA ȘI PROPRIETĂȚILE EI

3.1. DEFINIȚIA PLASMEI

Plasma este un ansamblu de particule pozitive, negative, neutre și fotoni care, la scară macroscopică, este neutru din punct de vedere electric. Soarele este o imensă sferă de plasmă fierbinte. Pe Pămînt, starea de plasmă o întîlnim sub forma gazelor ionizate din straturile înalte ale atmosferei, *plasmă gazoasă*, sau în nucleul incandescent al Pămîntului, care este o *plasmă lichidă*. Gazele ionizate din tuburile de descărcare, din arcul electric, sau din scînteia electrică se află în stare de plasmă. Jeturile incandescente ale motoarelor-rachetă sînt, de asemenea, plasme gazoase, iar metalele topite, plasme lichide. Se admite și existența plasmei în stare solidă. Exemplu: ionii pozitivi din nodurile unei rețele cristaline împreună cu electronii din jurul lor formează un ansamblu neutru din punct de vedere electric, deci o *plasmă solidă*.

Uneori, plasma este denumită a patra stare de agregare a substanței, denumire care cuprinde numai plasma gazoasă; orice corp în stare solidă poate trece, prin încălzire, în faza lichidă, apoi gazoasă; încălzind în continuare gazul obținut, pînă la temperaturi destul de mari, se ionizează (ionizare termică), apare o formă nouă, gazul ionizat sau plasma în stare de gaz (numită și a patra stare de agregare).

Termenul de plasmă a fost introdus de Langmuir în 1928. În descărcările pe care le studia, gazul luminos putea umple tuburile și canalele instalației, asemănător fluidelor biologice (plasmatice) care se află răspîndite peste tot în organism, putînd fi extrase din orice parte a lui. Din această analogie, pur formală, s-a născut termenul de plasmă.

Mijloace de obținere a gazelor ionizate (a plasmelor gazoase). Vom menționa patru metode: a) Ionizarea termică; în acest caz, corpul aflat în faza gazoasă primește energie prin simpla încălzire a lui. b) Descărcări electrice în gaze; ionizările sînt produse mai ales de electroni, care primesc energie electrică de la generatorul de tensiune. Canalul luminos al scînteii electrice, lumina negativă a descărcărilor în curent continuu, coloana pozitivă a descărcărilor luminescente sau a arcului electric sînt gaze ionizate (plasme), obținute pe cale electrică. c) Bombardarea unor ținte solide, lichide sau gazoase cu fascicule intense de electroni (sau ioni) rapizi. d) Ionizarea cu fascicule laser de mare putere.

3.2. DENSITATE DE SARCINĂ, CONCENTRAȚIE, GRAD DE IONIZARE

Dacă notăm cu ρ_i și ρ_n *densitățile* de sarcină (în C/m³) pozitivă și negativă, atunci densitatea totală de sarcină este:

$$\rho = \rho_i + \rho_n. \tag{5.3}$$

Am văzut că plasma trebuie să fie electric neutră, adică $\rho = 0$. Prin urmare, în plasmă trebuie să avem îndeplinită condiția:

$$\rho_i = -\rho_n. \tag{5.4}$$

Sarcina pozitivă este „purtată" de ionii pozitivi. Notînd cu n_i concentrația ionilor pozitivi (ioni/m³) și considerînd cazul în care în plasmă se află doar ioni simpli (proveniți din atomi o dată ionizați), atunci

$$\rho_i = +en_i. \tag{5.5}$$

Sarcina negativă este „purtată" de electroni și de ioni negativi. Luînd cazul mai simplu, al absenței ionilor negativi și notînd cu n_e concentrația electronilor (electroni/m³), densitatea de sarcină negativă va fi:

$$\rho_n = -en_e. \tag{5.6}$$

În acest caz, condiția de neutralitate a plasmei (5.4), ținînd seama de (5.5) și (5.6), devine:

$$n_i = n_e. \tag{5.7}$$

Dacă în plasmă în unitatea de volum sînt n_1 ioni simpli cu sarcina $+e$, n_2 ioni dubli cu sarcina $+2e$ etc., atunci condiția (5.4) devine

$$n_1 + 2n_2 + 3n_3 + \ldots = n_e. \tag{5.8}$$

Observăm că numărul de electroni din unitatea de volum (n_e) trebuie să fie egal cu numărul ionilor pozitivi din unitatea de volum, atît în cazul plasmelor cu ioni simpli (5.7), cît și în cel al plasmelor cu ioni multipli (5.8). Din acest motiv, concentrația electronilor n_e, se mai numește și *concentrația plasmei*, notată de obicei, simplu, cu n. Relația (5.8) se va scrie:

$$n_i = n_e = n. \tag{5.9}$$

Dacă, în urma ionizării, din cele n_0 particule neutre inițial din unitatea de volum, mai rămîn N particule neionizate, atunci concentrația particulelor ionizate este $n_0 - N$, Raportul α dintre numărul particulelor ionizate din unitatea de volum și numărul inițial de particule din unitatea de volum se numește *gradul de ionizare al plasmei:*

$$\alpha = \frac{n_0 - N}{n_0} = 1 - \frac{N}{n_0}. \tag{5.10}$$

În general, plasmele cu $N \neq 0$ se numesc plasme *parțial ionizate*, avînd, evident, $\alpha < 1$. Plasmele cu $\alpha < 10^{-4}$ se numesc plasme *slab ionizate*, cele cu α foarte aproape de unitate, plasme *puternic ionizate*, iar cele cu $\alpha = 1$ (fără particule neutre, $N = 0$), *plasme total* (sau complet) *ionizate*. Pentru $N = n_0$ (absența ionizării, $\alpha = 0$), plasma trece în stare de gaz neutru obișnuit.

4. PLASMA TERMONUCLEARĂ. FUZIUNEA TERMONUCLEARĂ CONTROLATĂ

4.1. PLASMA LA TEMPERATURI ÎNALTE

Cum am văzut, la temperaturi de cîteva mii de grade, orice gaz cuprinde un număr (mai mare sau mai mic, după felul gazului) de ioni pozitivi, formați prin pierderea de către particulele neutre a cel puțin unui electron. La cîteva sute de mii de grade, ionizarea este totală ($\alpha = 1$), plasma devenind un amestec de ioni pozitivi și electroni. Totodată, apar și ioni multipli, cu sarcina $+2e$, $+3e$ etc. Deci, cu creșterea temperaturii, crește atît gradul de ionizare a gazului, cît și ordinul de ionizare a particulelor sale. Ridicînd în continuare temperatura, particulele pot pierde toți electronii proprii, plasma devenind astfel un amestec de nuclee libere și electroni*. Aceasta este o *plasmă termonucleară* și ea reprezintă constituentul principal al stelelor, inclusiv al Soarelui. Temperaturile acestor plasme sînt de ordinul milioanelor și zecilor de milioane de grade ($10^6 \div 10^7$ K). Ele se mai numesc și *plasme fierbinți*, pentru a le deosebi de plasmele care se obțin în descărcările electrice-obișnuite, în gaze rarefiate, plasme numite și *plasme reci*.

Plasma termonucleară prezintă un interes deosebit, deoarece la temperatura acestei plasme pot avea loc procese de fuziune nucleară.

4.2. FUZIUNEA TERMONUCLEARĂ

În reacția de fuziune (de sinteză) a două nuclee se eliberează o energie proporțională cu diferența între masa nucleelor reactante și masa noului nucleu (masa nucleului nou format fiind mai mică decît suma maselor

*) Dacă s-ar putea continua încălzirea pînă la temperaturi de ordinul 10^{10} K, ciocnirile între nuclee ar putea duce la distrugerea legăturilor dintre nucleoni, obținîndu-se un „gaz nucleonic" care ar reprezenta a cincea stare de agregare a substanței. Amintim că energia cinetică medie W, a particulelor unui gaz aflat la temperatura T se calculează, de obicei, cu relația $W \sim kT$. Temperatura la care energia cinetică medie a particulelor din gaz este de ordinul electron-voltului este

$$T \sim \frac{W}{k} = \frac{1{,}6 \cdot 10^{-19}\ \text{J}}{1{,}38 \cdot 10^{-23}\ \text{J/K}} = 11\,600\ \text{K}.$$

nucleelor intrate în reacție). De exemplu, contopirea unui nucleu de deuteriu ($^2_1D = {}^2_1H$) cu un nucleu de tritiu ($^3_1T = {}^3_1H$) duce la formarea unui nucleu de heliu (^4_2He) cu o energie cinetică de 3,5 MeV și eliberarea unui neutron (^1_0n) cu energia cinetică de 14,1 MeV:

$$^2_1D + {}^3_1T \rightarrow {}^4_2He\,(3{,}5\ \text{MeV}) + {}^1_0n\ (14{,}1\ \text{MeV}). \qquad (5.11)$$

În total, în urma acestei reacții, se eliberează deci 3,5 MeV + 14,1 MeV = = 17,6 MeV, sub formă de energie cinetică a produșilor reacției.

Tot astfel, într-o plasmă fierbinte de deuteriu, ciocnirea a două nuclee de deuteriu duce, cu egală probabilitate, la reacțiile:

$$^2_1D + {}^2_1D \rightarrow {}^3_2He + {}^1_0n + 3{,}27\ \text{MeV}, \qquad (5.12)$$

$$^2_1D + {}^2_1D \rightarrow {}^3_1T + {}^1_1p + 4\ \text{MeV}, \qquad (5.13)$$

unde 3,27 MeV și 4 MeV reprezintă sumele energiilor cinetice, ale heliului și neutronului și, respectiv, ale tritiului și protonului. Eliberarea necontrolată a acestor energii are loc în bomba cu hidrogen (bomba H), unde reacția de fuziune este amorsată de o reacție de fisiune (cap. II, 2.2).

Din punct de vedere practic, într-un reactor termonuclear este important ca eliberarea energiei de fuziune să se facă neexploziv, controlat, și ca energia de fuziune obținută să fie mai mare decît energia cheltuită pentru amorsarea și întreținerea reacțiilor (bilanț energetic pozitiv)

Pentru realizarea fuziunii, partenerii trebuie să se apropie pînă la o distanță egală cu raza de acțiune a forțelor de atracție nucleară. Dar, ca să ajungă la această apropiere, nucleele trebuie să învingă mai întîi forțele de respingere electrostatică, deoarece ambele nuclee sînt de același semn (pozitive). Energia cinetică a lor va trebui să fie deci mare. Fascicule de particule cu asemenea energii, chiar și mai mari, sînt produse în mod curent în acceleratorii de particule. Însă probabilitatea ca două nuclee să se ciocnească folosind intersecția fasciculelor este foarte mică. Din acest motiv, energia cheltuită pentru realizarea fuziunii pe această cale este mult mai mare decît energia degajată din reacție. Pentru ca energia obținută din reacții de sinteză să fie mai mare sau cel puțin egală cu energia cheltuită pentru realizarea acestor reacții este necesar să crească mult probabilitatea de ciocnire a nucleelor. Aceasta se poate realiza într-o plasmă termonucleară, prin ridicarea temperaturii ei. Reacțiile obținute în acest caz se numesc *reacții termonucleare*. Temperaturile la care se obține un bilanț energetic pozitiv sînt de ordinul sutelor de milioane de grade (10^8 K). Deoarece forțele de respingere coulombiană cresc cu creșterea numărului de protoni ai nucleelor reactante, deci cu creșterea masei nucleelor, se folosesc nuclee ușoare, cum sînt deuteriul și tritiul.

Să urmărim evoluția deuteriului la diverse temperaturi. La temperatura camerei (300 K) deuteriul se află în molecula de apă grea (D_2O). La 5 000 K moleculele D_2O se disociază, eliberînd deuteriul. Cu creșterea temperaturii, gradul de ionizare a gazului deuteronic crește, astfel încît pe la 100 000 K se obține o plasmă total ionizată. La 10^6 K apar primele reacții de fuziune ale nucleelor libere de deuteriu. La 350 milioane grade reacțiile de fuziune se autoîntrețin. La temperaturi mai mari decît $350 \cdot 10^6$ K energia obținută din reacții este mai mare decît cea cheltuită; *sistemul devine un generator de energie, adică o mașină termonucleară cu bilanț energetic pozitiv.*

4.3. GENERATOARE DE PLASMĂ TERMONUCLEARĂ

Descărcări în impulsuri de mare putere, efectul Pinch. Prima instalație de plasmă fierbinte a fost bazată pe descărcarea electrică de scurtă durată, între doi electrozi aflați într-un tub umplut cu gaz la joasă presiune. Energia impulsului de tensiune ultraînaltă (peste 10^6 V) se obține prin descărcarea unei baterii de condensatori de mare capacitate. La intensitățile mari ale curenților produși (peste 10^{10}—10^{11} A), cîmpul magnetic propriu al coloanei de plasmă (fig. 5.8) produce o puternică acțiune de contracție (confinare) a plasmei către axa tubului de descărcare. Acest efect de autocontracție a plasmei, numit efect Pinch („pinci") duce, după cum se vede în figura 5.8, la îndepărtarea plasmei fierbinți de peretele tubului, astfel încît temperatura ei poate fi ridicată la valori superioare temperaturii de topire a materialului din care este confecționat peretele. Există totuși o limită: peste o anumită valoare a intensității curentului, coloana de plasmă devine instabilă, se destramă și descărcarea se stinge.

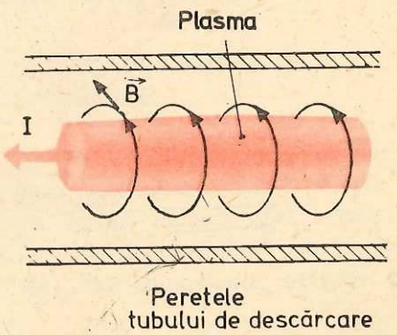


Fig. 5.8. Autoconfinarea plasmei; B — cîmpul magnetic propriu creat de curentul I al coloanei de plasmă.

Capcana magnetică. Un spațiu delimitat de cîmpuri magnetice intense constituie o *capcană magnetică*. În figura 5.9 este reprezentată o capcană cu două gîtuiri la capete, în interiorul căreia este produsă (sau injectată) plasma. Particulele încărcate ale plasmei nu se pot îndrepta spre peretele tubului (nefigurat în desen), adică perpendicular pe axă, deoarece cîmpul magnetic al capcanei le obligă să execute cercuri sau spirale în jurul liniilor de cîmp, re-

* to pinch = a înghesui, a aglomera (l. engl.)

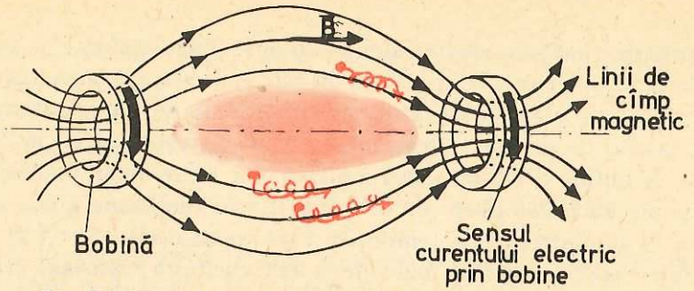


Fig. 5.9. Capcană cu oglinzi magnetice; B — cîmpul magnetic creat de curenții din bobine.

ținîndu-le astfel în zona fierbinte. Capetele acestei capcane, unde liniile de cîmp se îndesesc foarte mult, se numesc *oglinzi magnetice*, deoarece particulele ajungînd în aceste zone sînt reflectate, ca în oglindă, spre zona de reacție. Particulele care, întîmplător, se îndreaptă spre oglinzi de-a lungul axei sistemului, ies din capcană, ducînd la micșorarea temperaturii și a numărului de particule încărcate din sistem. Pentru a micșora aceste pierderi, se folosesc sisteme „fără capete", de formă toroidală (vezi, TOKAMAK). În figura 5.10 este reprezentată o capcană îmbunătățită, în care curenții prin cele două bobine sînt de sensuri contrare. Ca urmare, ia naștere o configurație de linii magnetice cu convexitatea spre plasmă, ceea ce contribuie la reducerea instabilităților plasmei confinate. Și acest sistem are scăpări de particule încărcate prin regiunile deschise spre exterior, cum se vede din figură.

Instalația TOKAMAK. Această instalație face parte din familia reactorilor termonucleari cu cameră toroidală, fără electrozi. Camera de descărcare, toroidală, constituie secundarul (cu o singură spiră!) al unui transformator (fig. 5.11). La aplicarea unui puternic impuls de tensiune în primar, ia naștere în secundar (camera de descărcare) o tensiune electromotoare de inducție atît de mare, încît în cameră se aprinde o descărcare electrică foarte intensă. Curentul toroidal al camerei creează un cîmp magnetic propriu B_0 care va izola plasma de pereți. O bobină toroidală (vezi fig. 5.11) creează un cîmp magnetic B_z paralel cu tubul de curent. În consecință, se formează un cîmp magnetic rezultant de formă elicoidală (fig. 5.12) care joacă rolul de capcană magnetică cu „perete" toroidal pentru plasma din camera de descărcare.

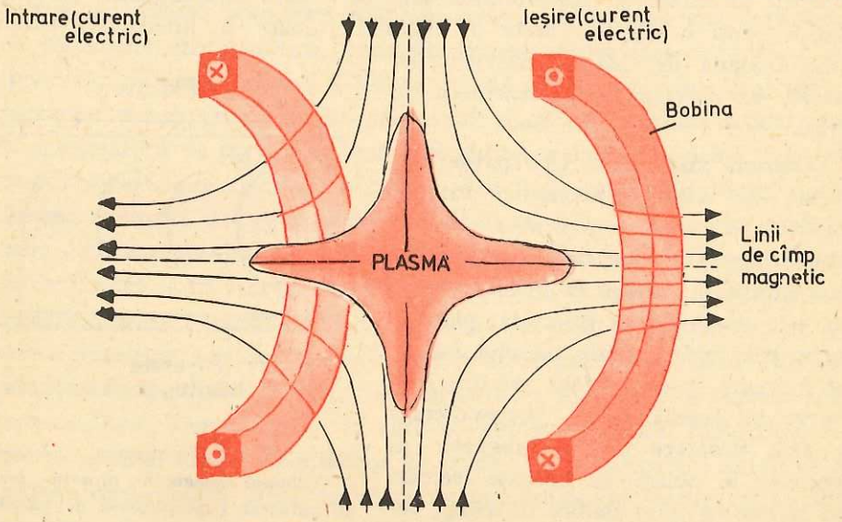


Fig. 5.10. Capcană magnetică cu convexitățile liniilor de cîmp spre plasmă.

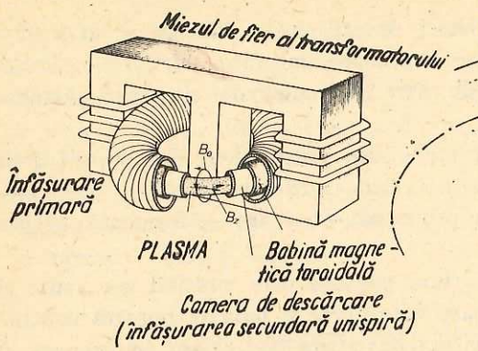


Fig. 5.11. Schema de principiu a instalației TOKAMAK.

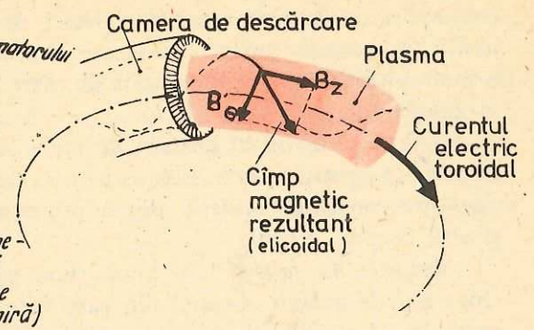


Fig. 5.12. Formarea configurației de cîmp magnetic elicoidal în instalația TOKAMAK.

5. PLASMA ÎN NATURĂ. ELEMENTE DE ASTROFIZICĂ

5.1. PLASMA, CONSTITUENTUL PRINCIPAL AL OBIECTELOR COSMICE

Cea mai mare parte a substanței din Univers se află sub formă de plasmă în stare gazoasă. Doar o mică parte a Cosmosului se găsește în stare solidă, iar o parte și mai mică sub formă lichidă. De aceea cunoștințele despre plasmă sînt folosite în astrofizică, disciplină care studiază fenomenele fizice din spațiul cosmic. Cele mai importante obiecte cosmice sînt:

Soarele — este o stea (cea mai apropiată de Pămînt) cu masa de $1{,}99 \cdot 10^{30}$ kg, raza medie $6{,}96 \cdot 10^{8}$ m, avînd temperatura la suprafață între 1 000 K și 50 000 K (în diverse straturi: fotosferă, cromosferă, coroana solară). Fluxul de protoni, electroni și alte particule ionizate emise de Soare formează *vîntul solar*. După cîteva zeci de ore protonii și electronii ajung în preajma Pămîntului provocînd furtunile magnetice terestre (perturbații

magnetice cauzate de curenți electrici dirijați între Pămînt și atmosfera înaltă) și *aurorele polare* (fenomene luminoase datorate excitării atomilor și moleculelor din atmosfera înaltă de către fasciculele de electroni pătrunse în zonele polare (planșa II, *b*).

Galaxiile sînt mari grupări de stele care conțin între 10^8 și 10^{12} stele fiecare. În spațiul dintre stele există o mare cantitate de gaz și praf cosmic care constituie materia primă principală din care se formează stelele și alte corpuri cerești.

Roiurile de galaxii sînt formațiuni cosmice care cuprind zeci, sute și chiar mii de galaxii. Grupul din care face parte și galaxia noastră conține peste 20 de galaxii, dintre care cele mai mari sînt Nebuloasa Andromeda și Calea Lactee (galaxia noastră).

Compoziția chimică a stelelor. Cel mai abundent element chimic în stele este hidrogenul (70%); următorul este heliul (25—30%). Neonul, oxigenul, azotul și argonul formează la un loc cam 2%. Carbonul, magneziul, siliciul, sulful și fierul sînt prezente, fiecare, în proporție de aproximativ o miime din masa totală.

Formarea stelelor. După teoriile actuale, stelele se formează prin contracția gravitațională a norilor de materie interstelară. În urma contracției, energia gravitațională eliberată se transformă în energie de agitație termică a particulelor. Astfel, temperatura crește pînă la zeci și sute de milioane de grade, cînd încep reacțiile de fuziune termonucleară care creează forțe de presiune ce se opun forțelor de contracție gravitațională, ceea ce mărește timpul de viață al stelelor. După consumarea combustibilului nuclear (a elementelor fuzionabile), contracția continuă pînă la densități de peste 10^{10} kg/m^3; stelele devin astfel obiecte cosmice foarte compacte (numite pitice albe).

5.2. REACȚII TERMONUCLEARE ÎN STELE

Avînd în vedere proporția mare de hidrogen din stele, reacțiile mai probabile sînt acelea în care fuzionează nucleele acestui element. Mai importante sînt ciclul proton-proton și ciclul carbon-azot.

Ciclul proton-proton începe la temperaturi de zeci de milioane de grade și constă în formarea unei particule α ($^4_2$He) din patru nuclee de hidrogen (protoni, ^1_1p). Este parcurs în trei etape:

$$2\,(^1_1p + {}^1_1p) \rightarrow 2\,(^2_1\mathrm{D} + e^+ + \nu); \qquad (1\ \mathrm{MeV}), \qquad (5.14)$$

$$2\,(^2_1\mathrm{D} + {}^1_1p) \rightarrow 2\,(^3_2\mathrm{He} + \gamma); \qquad (10{,}98\ \mathrm{MeV}), \qquad (5.15)$$

$$^3_2\mathrm{He} + {}^3_2\mathrm{He} \rightarrow {}^4_2\mathrm{He} + 2\,{}^1_1p; \qquad (12{,}86\ \mathrm{MeV}). \qquad (5.16)$$

Acest ciclu are loc mai ales în stelele mici și „reci" cum este și Soarele nostru. În paranteze sînt date energiile eliberate la fiecare act de fuziune.

Ciclul carbon-azot (ciclul Bethe) are loc la temperaturi mult mai ridicate și predomină în stelele mari și fierbinți. Acest ciclu începe prin fuziunea unui nucleu de carbon ($^{12}_6$C) cu un proton (^1_1p) rezultînd un nucleu de azot ($^{13}_7$N). În ultima treaptă (a 6-a) se reface carbonul și se formează o particulă alfa ($^4_2$He) din 4 protoni intrați în reacție de-a lungul ciclului. Deoarece carbonul nu se consumă, acest ciclu mai poartă numele de ciclu carbon-carbon, iar uneori carbon-azot-oxigen (CNO), întrucît pe parcurs se formează azot și oxigen.

5.3. TIMPUL DE VIAȚĂ AL STELELOR

Considerînd ca principala sursă de energie stelară reacția de transformare a hidrogenului în heliu, se poate calcula ordinul de mărime a timpului de viață al unei stele. Să luăm, ca exemplu Soarele. Debitul mediu de radiație al unui kg din masa sa, într-o secundă este cunoscut din măsurători: $\varepsilon = 2 \cdot 10^{-4}$ J/kg · s.

Notînd cu E energia disponibilă a unității de masă fuzionabilă (în J/kg) și cu t timpul cît durează consumul acestei energii (timpul de viață), atunci:

$$E = \varepsilon \cdot t \qquad (5.17)$$

de unde:

$$t = \frac{E}{\varepsilon}. \qquad (5.18)$$

Defectul de masă la un act de fuziune este:

$$\Delta M = 4M_{\mathrm{H}} - M_{\mathrm{He}} = 4 \cdot 1{,}008154 - 4{,}00387,$$

adică

$$\Delta M = 0{,}02871\ \mathrm{u} = 0{,}02871 \cdot 1{,}66043 \cdot 10^{-27}\ \mathrm{kg} = 4{,}7671 \cdot 10^{-29}\ \mathrm{kg}.$$

Cantitatea de energie echivalentă va fi:

$$\Delta W = c^2 \cdot \Delta M = 4{,}29 \cdot 10^{-12}\ \mathrm{J}.$$

Luînd valoarea medie de $1{,}673 \cdot 10^{-27}$ kg pentru masa nucleonului, energia pe unitatea de masă va fi:

$$E = \frac{\Delta W}{4 \cdot 1{,}673 \cdot 10^{-27}} = 6{,}4 \cdot 10^{14}\ \mathrm{J/kg}. \qquad (5.19)$$

Introducînd (5.19) în (5.18), vom obține pentru timpul de viață:

$$t = \frac{6{,}4 \cdot 10^{14}}{2 \cdot 10^{-4}} = 3{,}2 \cdot 10^{18}\ \mathrm{s},$$

sau, în ani:

$$t = \frac{3{,}2 \cdot 10^{18}}{365 \cdot 24 \cdot 3600} = 10^{11}\ \mathrm{ani}.$$

Considerînd că numai 10% din hidrogenul conținut într-o stea ca Soarele este transformabil în heliu (și anume hidrogenul din zona centrală, unde el este destul de fierbinte pentru producerea fuziunii), atunci

$$t = \frac{10}{100} \cdot 10^{11} = 10^{10} \text{ ani.}$$

Această valoare (10 miliarde de ani) concordă cu timpul de viață dedus din observații experimentale asupra Soarelui.

Probleme și întrebări

1. Gradul de ionizare a unei plasme cu ioni simpli este $\alpha = 10^{-5}$. Concentrația electronilor fiind 10^{16} m^{-3}, să se determine concentrația inițială n_0 a gazului și concentrația N a particulelor neionizate.

R: $n_0 = 10^{21}$ m^{-3}; $N = n_0 - 10^{16} = 9{,}9999 \cdot 10^{20}$ m^{-3}.

2. De ce nu se poate construi un generator de energie de fuziune nucleară cu bilanț energetic pozitiv bazat pe interacțiunea fasciculelor de particule accelerate?

3. Prin ce se deosebesc traiectoriile electronilor de traiectoriile ionilor pozitivi într-o capcană magnetică?

CUPRINS

I. Elemente de fizică cuantică

1. *Fenomene fizice în care se manifestă aspectul corpuscular al luminii* 3
   1.1. Efectul fotoelectric extern 3
      1.1.1. Definiția și legile efectului fotoelectric extern 3
      1.1.2. Cuante de energie. Fotoni 6
      1.1.3. Explicarea legilor efectului fotoelectric extern 8
      1.1.4. Aplicațiile efectului fotoelectric extern 9
      1.1.5. Aplicații ale dispozitivelor optoelectronice 11
   1.2. Efectul Compton 16
      1.2.1. Definiție. Variația lungimii de undă a fotonului 16
      1.2.2. Electronul de recul 20
2. *Electronul; sarcina electrică, sarcina specifică* 22
   2.1. Fenomene care au condus la descoperirea electronului 22
   2.2. Determinarea sarcinii specifice a electronului din devierea în cîmpuri electrice și magnetice 24
   2.3. Măsurarea directă a sarcinii electrice elementare 28
3. *Fenomene fizice în care se manifestă aspectul ondulatoriu al microparticulelor* 30
   3.1. Ipoteza lui de Broglie asupra proprietăților ondulatorii ale particulelor 30
   3.2. Dovezi experimentale. Difracția electronilor 31
   3.3. Aplicații. Microscopul electronic 33
   3.4. Interpretarea statistică a dualismului undă-corpuscul 35

Probleme 41

II. Fizica atomului

1. *Spectre atomice. Serii spectrale. Analiză spectrală* 45
2. *Structura atomului* 49
   2.1. Raza atomului. Sarcinile electrice din interiorul atomului 49
   2.2. Experiențele lui Rutherford 50
   2.3. Modelul planetar al atomului 54
   2.4. Modelul cuantificat al atomului 57
   2.5. Fenomene de excitare și ionizare a atomilor 64
   2.6. Numere cuantice 68
   2.7. Atomul cu mai mulți electroni 76
   2.8. Radiații X 80
   2.9. Tranziții spontane și induse. Efectul laser 82
      2.9.1. Probabilitățile de tranziție ale sistemelor cuantice 83
      2.9.2. Emisia spontană, emisia indusă 84
      2.9.3. Inversia populațiilor, temperatura absolută negativă 85

2.9.4. Bilanțul puterilor în mediul activ laser ... 87
2.9.5. Laserul cu cristal de rubin ... 89
2.9.6. Proprietățile radiației laser ... 91
Probleme ... 91

III. **Elemente de fizica solidului**

1. *Legătura cristalină* ... 93
1.1. Legătura Van der Waals ... 93
1.2. Legătura ionică ... 95
1.3. Legătura covalentă ... 95
1.4. Legătura metalică ... 96
2. *Structura cristalină a corpului solid* ... 97
2.1. Clasificarea corpurilor solide după structură ... 97
2.2. Tipuri de rețele cristaline ... 99
3. *Determinarea structurii cristaline prin difracția de raze X* ... 101
3.1. Difracția ca metodă de analiză a structurii cristaline ... 101
3.2. Condiții de difracție după Bragg ... 102
3.3. Determinarea constantelor rețelei cristaline prin difracția razelor X ... 103
4. *Structura de benzi a energiei electronilor în solide: metale, semiconductori, dielectrici* 105
4.1. Stări energetice ale electronilor în cristal ... 105
4.2. Banda de conducție și banda de valență ... 108
4.3. Clasificarea corpurilor solide în metale, semiconductori, dielectrici ... 108
5. *Conducția electrică a semiconductorilor* ... 110
5.1. Electronii de conducție ... 110
5.2. Electroni și goluri ... 111
5.3. Impurități donoare și acceptoare ... 112
5.4. Concentrația purtătorilor de sarcină ... 113
5.5. Parametrii materialelor semiconductoare ... 116
6. *Fotoconducția semiconductorilor* ... 116
6.1. Purtători de sarcină de neechilibru ... 116
6.2. Dependența de iluminare a conductibilității electrice a semiconductorilor ... 118
7. *Efectul fotovoltaic în joncțiunea p-n. Aplicații* ... 120
7.1. Procese fizice în joncțiunea *p-n* ... 120
7.2. Caracteristica curent-tensiune a unui fotoelement ... 122
7.3. Aplicații ale fotoelementelor ... 124
Întrebări, exerciții, probleme ... 126

IV. **Fizica nucleului. Particule elementare**

1. *Proprietăți generale ale nucleului atomic* ... 128
1.1. Sarcina nucleelor atomice. Număr atomic ... 128
1.2. Dimensiunile nucleelor. Raza nucleară ... 128
1.3. Masa atomică. Masa nucleară. Număr de masă ... 129
1.4. Constituenții nucleului atomic. Izotopi. Izobari ... 131
2. *Stabilitatea nucleelor atomice* ... 132
2.1. Energia de legătură a nucleului ... 133
2.2. Energia de legătură pe nucleon. Procese de dezintegrare. Fisiune și fuziune ... 136
2.3. Forțe nucleare. Modele nucleare ... 138
2.4. Reacții nucleare. Legi de conservare ... 141
2.5. Tipuri de reacții nucleare. Fisiunea stimulată. Reactorul nuclear ... 145
3. *Radiații nucleare* ... 149
3.1. Radioactivitatea naturală și artificială. Legile dezintegrării radioactive ... 149
3.2. Interacțiunea radiațiilor nucleare cu substanța ... 155
3.3. Detectori de radiații nucleare ... 159
4. *Particule elementare* ... 163
4.1. Acceleratori de particule ... 163
4.2. Descoperirea particulelor elementare ... 168
4.3. Proprietățile particulelor elementare ... 173
Probleme ... 180

V. **Elemente de fizica plasmei**

1. *Excitarea și ionizarea gazelor* ... 187
1.1. Excitarea gazelor ... 187
1.2. Ionizarea gazelor ... 188
2 *Descărcări electrice în gaze* ... 188
2.1. Străpungerea gazelor la presiunea atmosferică. Scînteia electrică ... 189
2.2. Străpungerea gazelor la joasă presiune. Descărcarea luminescentă ... 190
2.3. Arcul electric (Descărcarea în arc) ... 192
2.4. Lămpi fluorescente cu descărcări în gaze ... 193
3. *Plasma și proprietățile ei* ... 195
3.1. Definiția plasmei ... 195
3.2. Densitate de sarcină, concentrație, grad de ionizare ... 196
4. *Plasma termonucleară. Fuziunea termonucleară controlată* ... 197
4.1. Plasma la temperaturi înalte ... 197
4.2. Fuziunea termonucleară ... 197
4.3. Generatoare de plasmă termonucleară ... 199
5. *Plasma în natură. Elemente de astrofizică* ... 201
5.1. Plasma, constituentul principal al obiectelor cosmice ... 201
5.2. Reacții termonucleare în stele ... 202
5.3. Timpul de viață al stelelor ... 203
Probleme și întrebări ... 204

Plan editură: 32198
Coli de tipar: 13
Bun de tipar:31 03 1986

Tiparul executat sub comanda
nr. 661 la
Întreprinderea Poligrafică
„13 Decembrie 1918",
str. Grigore Alexandrescu nr. 89-97
București,
Republica Socialistă România

50